



Elisa, une référence de fréquence ultrastable pour l'Agence Spatiale Européenne

Grop Serge, Pierre-Yves Bourgeois, Vincent Giordano, Yann Kersalé

► To cite this version:

Grop Serge, Pierre-Yves Bourgeois, Vincent Giordano, Yann Kersalé. Elisa, une référence de fréquence ultrastable pour l'Agence Spatiale Européenne. Physique [physics]. Université de Franche-Comté, 2010. Français. NNT : . tel-00563658

HAL Id: tel-00563658

<https://theses.hal.science/tel-00563658>

Submitted on 7 Feb 2011

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THÈSE

présentée à

L'UFR DES SCIENCES ET TECHNIQUES
DE L'UNIVERSITE DE FRANCHE-COMTE

pour obtenir le

**GRADE DE DOCTEUR
DE L'UNIVERSITE DE FRANCHE-COMTE
spécialité Sciences Pour l'Ingénieur**

**ELISA,
UNE REFERENCE DE FREQUENCE ULTRASTABLE
POUR L'AGENCE SPATIALE EUROPEENNE**

par

Serge Grop

Soutenue le 10 novembre 2010 devant la commission d'examen :

Président :	F. VERNOTTE	Professeur, Université de Besançon, Directeur de l'Observatoire de Besançon
Rapporteurs :	A. BAUCH	Directeur du "Time Dissemination Working Group", Physikalisch-Technischen Bundesanstalt (PTB), Braunschweig, Allemagne
	N. DIMARCQ	Directeur de recherche, Directeur du Systèmes de Référence Temps Espace (SYRTE), Observatoire de Paris
Examineurs :	O. LLOPIS	Directeur de recherche, Laboratoire d'Analyse et d'Architecture des Systèmes (LAAS-CNRS), Toulouse
	G. CIBIEL	Ingénieur, Centre National d'Etudes Spatiales (CNES), Toulouse
	J. DEVICENTE	Ingénieur, European Space Agency (ESA-ESOC), Darmstadt, Allemagne
	Y. KERSALÉ	Professeur, Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et des Microtechniques (ENSM), Institut FEMTO-ST, Besançon
	V. GIORDANO	Directeur de recherche, Institut FEMTO-ST, Besançon

*Pour toute ma famille, mais plus particulièrement
mon Papa qui nous a quitté trop tôt,
et ma Maman*

Remerciements

Ce mémoire résume trois années d'activités scientifiques effectuées au sein de l'Institut FEMTO-ST, UMR-6174, à Besançon, en partenariat avec l'"European Space Agency", ESA-ESOC, Darmstadt, le "National Physical Laboratory", Londres, et la compagnie Timetech GmbH, Stuttgart.

Durant tout ce temps, j'ai pu bénéficier de conditions de travail exceptionnelles qui m'ont permis d'évoluer sur le plan professionnel et personnel et je tiens à remercier les personnes ayant participé à ce changement à travers ces quelques lignes.

Mes premiers et plus grands remerciements vont à mes encadrants titulaires ou d'adoption : Yann Kersalé, Professeur à l'ENSMM, Vincent Giordano, Directeur de Recherche au CNRS, Pierre-Yves Bourgeois, Chargé de Recherche au CNRS et Nicolas Bazin, Ingénieur d'Etude au CNRS. Ces quatre personnes possèdent d'énormes qualités que sont l'ouverture d'esprit, la gentillesse, l'intelligence, la patience et la pédagogie. Travailler à leurs côtés a été une expérience extrêmement enrichissante et je les remercie fortement de m'avoir donné cette chance.

Je souhaite ensuite remercier l'ESA, fondateur du projet ELISA, et son représentant Javier DeVicente, Ingénieur ESA-ESOC, pour avoir choisi l'équipe Temps-Fréquence de l'Institut FEMTO-ST pour réaliser son nouvel oscillateur ultrastable. Cette confiance a permis à l'équipe, à travers les résultats obtenues, de consolider sa renommée internationale.

Un grand merci à Wolfgang Shaëfer, fondateur et directeur de Timetech GmbH. Ces nombreuses connaissances dans les domaines de la télécommunication, micro-onde et bruit de phase m'ont étonné à plusieurs reprises et son dynamisme m'a souvent épuisé.

Mes remerciements vont également à Mark Oxborrow, Principal research scientist, et Conway Langham, research scientist, du NPL, pour leurs conseils, leurs simulations, le développement du programme de contrôle et surveillance, et, bien sûr, leurs câbles micro-ondes et aux ingénieurs de chez Oxford Instruments pour avoir construit une machine aussi performante. Mais j'ai un remerciement spécial dédié à Mark pour sa patience et sa sympathie et pour avoir supporté mon piètre anglais lors de la préparation de ma toute première présentation orale dans la langue de Shakespeare.

Ma gratitude se tourne également vers Michel DeLabacherie, directeur de l'Institut FEMTO-ST qui m'a accueilli dans cet institut.

Je remercie les membres du jury qui ont bien voulu examiner mes travaux : Andreas Bauch, directeur du "Time Dissemination Working Group" de la PTB, Braunschweig, et Noël Dimarcq, Directeur de Recherche au CNRS et directeur du SYRTE à l'Observatoire de Paris qui ont accepté d'être les rapporteurs de ces travaux. Merci à Olivier Llopis, Directeur de Recherche au LAAS-CNRS, Toulouse, Maguelonne Chambon, Directrice du LNE, Paris, et Gilles Cibié, Ingénieur CNES, Toulouse, qui ont

accepté le rôle d'examinateur. Finalement, merci à François Vernotte, Professeur à l'Université de Franche-Comté, pour présider ma soutenance.

Ce travail est, bien sûr, le fruit d'un partenariat entre l'ESA, le NPL, Timetech GmbH et l'Institut FEMTO-ST mais je tiens à rappeler que le travail d'équipe au sein du département Temps-Fréquence a également contribué à l'avancement de ce projet. C'est pour cela que je veux remercier les collègues qui m'ont aidés durant ces trois années de dur labeur.

Merci à Enrico Rubiola, Professeur à l'Université de Franche-Comté, pour ces connaissances en électronique et dans les domaines du bruit de phase et d'amplitude et la confiance qu'il m'a accordé. Merci à Gonzalo Canbodevilla, Maître de Conférence à l'ENSM, pour son savoir-faire en automatique, ces précieux conseils et surtout sa patience lorsque mon esprit était un peu brouillé. Merci à Cyrus Rocher, Assistant Ingénieur, David Vernier et Yannick Gruson, Ingénieurs d'Etude, d'être aussi bon en électronique analogique et micro-onde. Merci à Rodolphe Boudot, Chargé de Recherche, pour ces encouragements et les matchs de tennis.

Coucou à l'ensemble des thésards du laboratoire qui participent à la bonne ambiance. Salute et merci à mes collègues de licence qui sont maintenant docteur ou qui vont le devenir bientôt : Karim Ben-messaï, Hervé Tavernier, Benoit Dubois, Julien Malapert et Cédric Plantard. Je tiens à faire une spécial dédicace à ce dernier. Nos deux années de collocation ont amené à des moments inoubliables, thank you Gros Zézé.

Bisous au reste de mes ami(e)s de longue date : Céline, Yannack, Ben, Romain, Maf, Sandy, Roger, Virginie, Tiss, Ana-Maria et Amélie. Bises également aux ami(e)s de plus courte date : Vincenzo, Yann et Marie (félicitations pour Maël et Martin), PYB, Nico et Manu (félicitations pour petit Louis), Rodolphe et Audrey, Yannick, Joëlle et Pierrot, Olivier et Sarah, Cyrus, une autre Sarah, David, Adel, Monica, Diogo... et d'autres que j'espère, m'excuserons de les avoir oubliés dans la liste.

Merci du fond du coeur à toute la famille pour votre soutien et vos encouragements et remontrances : Maman, Kikite et Emma, Eric, Ninine, Yo, Nadine, Kris (maman d'adoption), David, Nadège, Noëlle et Louane. Et j'ai une pensée particulière pour mon Papa (je pense très fort à toi) et pour Bruno.

Enfin, Arigatô Gozaimasu Hiyoko chan qui a partagé ma vie pendant ces deux dernières années. Merci pour ton soutien, tes conseils linguistiques et culinaires.

Encore un dernier remerciement générale : Merci, Danke, Thank you, Gracias, Obrigado et Arigatô Gozaimasu.

Table des matières

Remerciements	v
Introduction	1
Chapitre 1 Le projet ELISA	3
1.1 Le projet ELISA	4
1.1.1 Suivi radiométrique dans l'espace lointain	4
1.1.2 Amélioration de la référence de fréquence	5
1.1.3 Définition du projet	5
1.2 Notion de stabilité de fréquence : Rappels	6
1.2.1 Stabilité de fréquence	6
1.3 Limitations de la stabilité de fréquence d'un oscillateur	10
1.3.1 L'effet Leeson	10
1.3.2 Le bruit thermique, la limite ultime	10
1.3.3 Le bruit flicker de l'amplificateur d'entretien	11
1.3.4 Le "Line Splitting Factor"	12
1.3.5 Limitations de la stabilité de fréquence à long terme	12
1.4 Les oscillateurs saphirs cryogéniques dans le monde	15
1.4.1 Températures supérieures à 20 K	15
1.4.2 Température inférieure à 10 K	20
1.4.3 Oscillateur MASER	25
1.4.4 Conclusion	26
Chapitre 2 Le résonateur saphir	29
2.1 Résonateur saphir à modes de galerie : rappels	30
2.1.1 Le monocristal saphir	30
2.1.2 Modes de galerie	31
2.1.3 Géométrie du résonateur	32
2.1.4 Modélisation des champs électromagnétiques	32

2.1.5	Introduction au “design” mécanique	34
2.1.6	Etude du mode de couplage	36
2.1.7	Sensibilité thermique	44
2.2	Conception du résonateur saphir	45
2.2.1	Ordre, fréquence et dimensions	46
2.2.2	Calcul des dimensions par éléments finis	47
2.2.3	Elisa et Alizée	48
2.2.4	Caractérisation à température ambiante	49
2.3	Mise en œuvre du résonateur Alizée	53
2.3.1	Premiers résultats en cavité ouverte et cryostat avec Alizée	53
2.3.2	Premiers résultats en cavité ouverte et cryogénérateur	56
2.3.3	Premiers résultats en cavité fermée et en cryogénérateur avec Alizée	59
2.4	Mise en œuvre du résonateur Elisa	64
2.4.1	Refroidissement en cryogénérateur	64
2.5	Conclusion	71
Chapitre 3	Technologies	73
3.1	Boucle d’entretien	74
3.2	Electroniques de contrôle	75
3.2.1	Détecteur quadratique	75
3.2.2	La correction de fréquence : le détecteur de Pound	84
3.2.3	La correction de puissance	89
3.3	L’amplificateur	98
3.3.1	Banc de mesure de bruit de phase classique à mélangeur saturé	99
3.3.2	Bruit de phase des amplificateurs	100
3.4	Technologies cryogéniques et contrôle thermique	101
3.4.1	Le contrôle thermique du résonateur	101
3.4.2	Le cryostat	101
3.4.3	Le cryogénérateur	103
3.4.4	Le cryogénérateur à faibles vibrations mécaniques d’Oxford Instruments	105
3.4.5	Mesure du déplacement mécanique et résultats	106
3.4.6	Mesure de la stabilité de température et résultats	107
3.4.7	Premier refroidissement	108
3.5	Chaîne de synthèse	109
3.5.1	Spécifications	110
3.5.2	Architecture simple	110
3.5.3	“Design” mécanique	111

3.6	Mesure de la stabilité de fréquence	112
3.6.1	Compteur de fréquence	112
Chapitre 4	Résultats expérimentaux	115
4.1	Oscillateurs saphirs cryogéniques : les premiers pas	116
4.1.1	Techologie cryogénique : cryogénérateur non filtré	116
4.1.2	Technologie cryogénique : cryostat	117
4.2	Comparaison de deux oscillateurs saphirs cryogéniques	119
4.2.1	Validation du “design”	119
4.2.2	Elisa en cryogénérateur à faibles vibrations mécaniques contre Alizée en cryostat	120
4.2.3	Limite du banc de mesure de bruit de phase des oscillateurs saphirs cryogéniques	126
4.2.4	Bruit de phase d’un oscillateur saphir cryogénique	127
4.3	Amélioration de la stabilité court terme	128
4.4	Caractérisation de la stabilité long terme : Elisa contre MH	130
4.4.1	Battement de fréquence	130
4.4.2	Comparaison de phase	131
4.5	3 corner Hat : Alizée, Elisa et maser à hydrogène	133
4.6	Stabilité de fréquence et bruit de phase d’Elisa : conclusion	136
4.7	Caractérisation de la chaîne de synthèse	136
4.7.1	Stabilité de fréquence	136
4.7.2	Bruit de phase des sorties synthétisées	138
4.8	Stabilité de fréquence et bruit de phase de la chaîne de synthèse : conclusion	143
Conclusion générale		145
Annexe A	Spécifications techniques du Projet Elisa	149
Annexe B	Schématique électrique de la correction du détecteur de Pound	151
Annexe C	Schématique électrique du correcteur de Puissance	163
Annexe D	Photographies de l’oscillateur Elisa	165
Bibliographie		169

Introduction

L'exploration spatiale lointaine requiert l'emploi d'appareils à la pointe de la technologie comme les oscillateurs ultrastables. Ces systèmes constituent, d'une part, un lien cohérent entre tous les matériels dépendants de la fréquence et, d'autre part, un moyen de localisation géospatiale des véhicules spatiaux par l'intermédiaire de l'effet Doppler. Ils sont par ce fait une des pièces maîtresses des "Deep Space Network ground station" (DSN) de l'"European Space Agency" (ESA). Mais le niveau de performance des références secondaires de fréquence équipant actuellement les DSN, est devenu insuffisant. Par conséquent, l'ESA souhaite mettre à jour son équipement avec l'ajout de l'oscillateur à résonateur macroscopique présentant les plus faibles instabilités relatives de fréquence sur les temps courts : l'oscillateur saphir cryogénique.

Depuis 15 ans, cet oscillateur n'a pas trouvé de concurrence dans sa catégorie mais il souffre d'un grand mal qui est sa faible autonomie. Cependant, une technologie cryogénique, appelée cryogénérateur, peut remédier à cela. Jusqu'à maintenant, très peu d'équipes à travers le monde se sont investies dans le développement d'un oscillateur saphir cryogénique à cryogénérateur. Par ce fait, le désir de l'ESA de posséder un tel système avec des performances à l'état de l'art constitue un véritable challenge que l'Institut FEMTO-ST a relevé.

Ce manuscrit se compose de 4 chapitres.

Le premier d'entre eux introduira la raison pour laquelle l'ESA souhaite acquérir un oscillateur à résonateur saphir refroidi en cryogénérateur. Le cahier des charges de la future référence de fréquence y sera dressé et nous définirons les différentes tâches allouées à l'Institut FEMTO-ST, au "National Physical Laboratory" de Londres (NPL) et à la société allemande Timetech GmbH ; les trois partenaires de ce projet européen appelé "Projet Elisa". Dans un second temps, nous présenterons les outils mathématiques et technologiques dont le métrologue temps-fréquence dispose pour caractériser les oscillateurs ultrastables. Nous définirons par la suite, une série d'objectifs à atteindre pour que l'oscillateur Elisa satisfasse les spécifications de l'ESA. Finalement, nous dresserons un état de l'art des oscillateurs saphirs cryogéniques en fonction de leur température de fonctionnement.

Dans le second chapitre, la pièce maîtresse de l'oscillateur cryogénique sera décrite : le résonateur saphir. Nous verrons comment cette pièce cylindrique permet de construire des machines aussi pointues. Pour cela, nous parlerons des propriétés physiques du cristal de saphir, des modes de galerie et de leur modélisation. Nous enchaînerons sur les critères de choix des dimensions finales des résonateurs et le test de ces derniers. Et pour clore ce chapitre, nous présenterons les méthodes de couplage expérimentées et leurs résultats.

Le troisième chapitre comportera la description détaillée des sous-parties composant l'oscillateur saphir cryogénique. Nous décrirons la technique originale de mesure de bruit d'amplitude de diodes

déTECTRICES, le développement d'électronique basse fréquence à faible bruit et les technologies cryogéniques. Enfin, nous expliquerons le fonctionnement de la chaîne de synthèse construite sur la base d'un "Direct Digital Synthesizer" (DDS) par notre partenaire Timetech GmbH avec notre collaboration.

Dans le quatrième et dernier chapitre, nous décrirons brièvement les deux premiers oscillateurs construits. Par la suite, seront présentés les premiers résultats significatifs de ce projet. Nous pourrions voir le spectre de bruit de phase d'un oscillateur cryogénique. Puis, dans une seconde partie, le bruit de phase et les instabilités relatives de fréquence des signaux de sortie de la chaîne de synthèse seront mesurés. Pour cela, nous présenterons les bancs de mesures spécifiquement développés à cet effet.



Chapitre 1

Le projet ELISA

Ce premier chapitre contient le cadre général dans lequel s'inscrit ce travail de thèse. Il décrit en premier lieu les motivations qui ont amené l'ESA à faire appel au savoir-faire du département Temps-Fréquence de l'Institut FEMTO-ST, de la société Timetech-GmbH et du NPL pour l'élaboration de leur nouvelle référence de fréquence.

Les performances requises en terme de stabilité de fréquence, paramètre essentiel renseignant sur la qualité d'une référence de fréquence, sont telles que seuls les oscillateurs saphir cryogéniques peuvent les atteindre.

Pour mieux comprendre les principes de fonctionnement de ce type d'instrument, nous définirons quels sont les outils mathématiques et expérimentaux dont le métrologue dispose pour les qualifier et les différents facteurs limitant la stabilité de fréquence des oscillateurs étudiés tout au long de ce mémoire.

Enfin, nous dresserons un état-de-l'art des références de fréquences incorporant un résonateur saphir.

1.1 Le projet ELISA

1.1.1 Suivi radiométrique dans l'espace lointain

Depuis les années 70, le suivi des sondes ou véhicules spatiaux dans l'espace lointain est accompli à travers une variété de techniques radiométriques et optiques mélangeant différents types de traitement de données. Depuis la mise en orbite jusqu'à l'approche de la cible, les systèmes de suivi situés dans les stations terrestres aident au bon déroulement des missions en corrigeant les trajectoires des véhicules spatiaux et des sondes. Ces systèmes exploitent le phénomène physique connu sous le nom d'effet Doppler. Il se traduit par le décalage de fréquence d'une onde électromagnétique émise par une source fixe (station terrestre) sous l'effet de la vitesse d'éloignement, ou de rapprochement, d'un objet mobile (sonde spatiale). Ainsi, les systèmes de suivi permettent de connaître la vitesse de la sonde ou véhicule spatial, mais aussi le temps de parcours station terrestre/sonde ("Round Trip Light Time", RTLT) de l'onde (figure 1.1). A partir de ces données, il devient alors aisé de déterminer la distance séparant ces deux derniers.

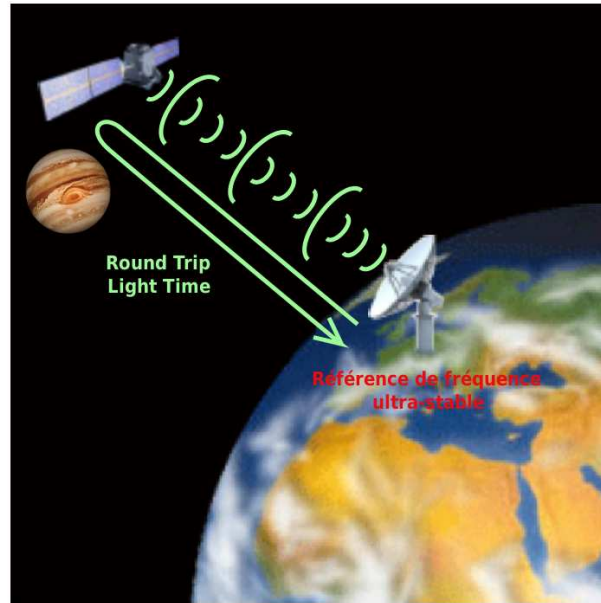


FIG. 1.1 – Mesure de la distance station terrestre/sonde

La mesure de la vitesse des véhicules de l'ESA employés dans les missions effectuées dans l'espace lointain doit se faire de manière précise. L'erreur de mesure ne doit pas excéder 0,1 mm/s. Pour obtenir un tel résultat, l'équipement installé dans la station terrestre nécessite d'être verrouillé sur une même référence de fréquence ultrastable. Ce sont les instabilités relatives de fréquence de l'horloge qui limitent la précision de mesure.

Pour définir le niveau de dégradation ϵ_v provenant des instabilités de l'horloge par rapport aux autres phénomènes limitants (rapport signal à bruit des instruments de mesure, rotation terrestre ...), d'autres paramètres sont à prendre en considération comme le RTLT et le temps d'intégration des données [1–3]. Ainsi nous obtenons :

$$\epsilon_v = \frac{c}{2} C(\Delta t, \tau) \sigma_y(\tau) \quad \text{en m/s} \quad (1.1)$$

avec $c \approx 3 \times 10^8$ m/s la célérité de la lumière, $C(\Delta t, \tau)$ un facteur sans unité dépendant du temps d'intégration τ et du RTLT Δt ($C(\Delta t, \tau) = \sqrt{2 \frac{\Delta t}{\tau}}$ [3]) et $\sigma_y(\tau)$ l'écart-type d'Allan (cf. section 1.2.1).

Par exemple, pour une mission sur Jupiter, le RTLT est d'environ 29 000 s. Si nous considérons la condition de $\varepsilon_v = 0,1$ mm/s, alors l'horloge devra présenter une stabilité de fréquence de $\sigma_y(1 \text{ s}) \approx 3 \times 10^{-15}$.

1.1.2 Amélioration de la référence de fréquence

Le réseau actuel de stations sols de l'ESA est équipé de références de fréquence exploitant un maser à hydrogène et un oscillateur à quartz. Les performances de ce système, en terme de stabilité de fréquence, sont de l'ordre de 10^{-13} pour des temps d'intégration courts compris entre 1 et 10 s, et de 10^{-15} pour des temps d'intégration supérieurs à 1 000 s comme le montre la figure 1.2.

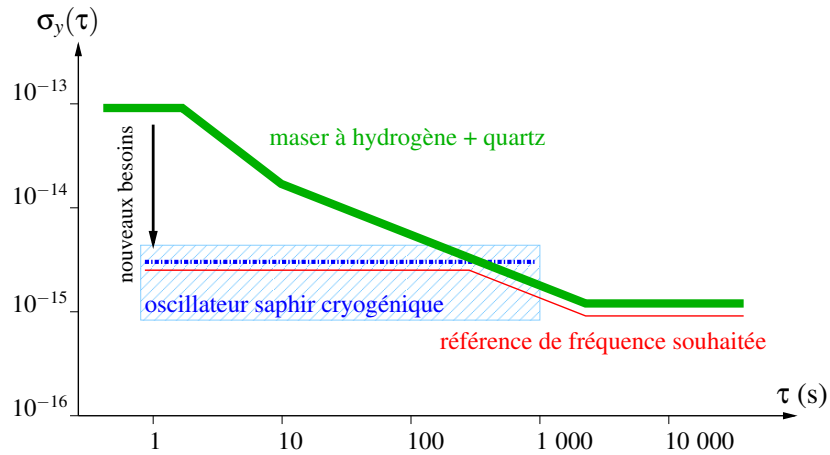


FIG. 1.2 – Représentation graphique de la stabilité de fréquence (écart-type d'Allan) de la référence de fréquence actuelle et future équipant les stations sols de l'ESA.

L'effet des instabilités relatives de fréquence de la source émettrice est négligeable sur le long terme par rapport à d'autres effets physiques non optimisables [2]. À l'inverse, les instabilités relatives de fréquence sur le court terme, comme nous avons pu le voir dans la section précédente, sont un des principaux paramètres provoquant des erreurs de positionnement. C'est pour cela que l'ESA désire améliorer les performances de ses références de fréquence sur les temps d'intégration inférieurs à 1 000 s, en combinant un maser à hydrogène et un oscillateur incorporant un résonateur saphir refroidi à température cryogénique.

1.1.3 Définition du projet

L'objectif est de concevoir une référence de fréquence présentant une stabilité de fréquence de 3×10^{-15} pour des temps d'intégration $\tau \in [1 - 1\,000 \text{ s}]$. De telles performances dépassent largement la stabilité des oscillateurs à quartz à l'état-de-l'art, qui est de l'ordre de 7×10^{-14} . À ce jour, seuls les oscillateurs intégrant un résonateur saphir refroidi à des températures cryogéniques peuvent atteindre cette stabilité de fréquence.

De plus, l'unité doit prévoir l'association des performances court terme de l'oscillateur cryogénique aux performances long terme du maser à hydrogène, et de transférer la stabilité de ce système à basse fréquence (5-100 MHz), pour un bruit de phase maximal $S_\phi(1 \text{ Hz})$ égal à -133 dBc/Hz@100 MHz et -140dBc/Hz@5 MHz (via une chaîne de synthèse de fréquence). L'annexe A résume en détail les spécifications du système.

Ce projet européen se déroule en collaboration avec le National Physical Laboratory (NPL), Londres, Angleterre et la société Timetech GmbH, Stuttgart, Allemagne. La figure 1.3 schématise l'architecture générale du système et les lots de travaux (LT) dédiés à chaque équipe.

Lot de travaux	Définition	Equipe
LT0	coordination	FEMTO-ST
LT1	dimensionnement, mise en œuvre et caractérisation de la structure résonante (résonateur+cavité)	FEMTO-ST
LT2	développement de la source froide et du contrôle thermique	NPL
LT3	étude, mise en œuvre et caractérisation de l'électronique associée	FEMTO-ST
LT4	étude et développement de la synthèse de fréquence	Timetech
LT5	programmation du logiciel de surveillance	NPL
LT6	intégration de l'ensemble et validation	FEMTO-ST

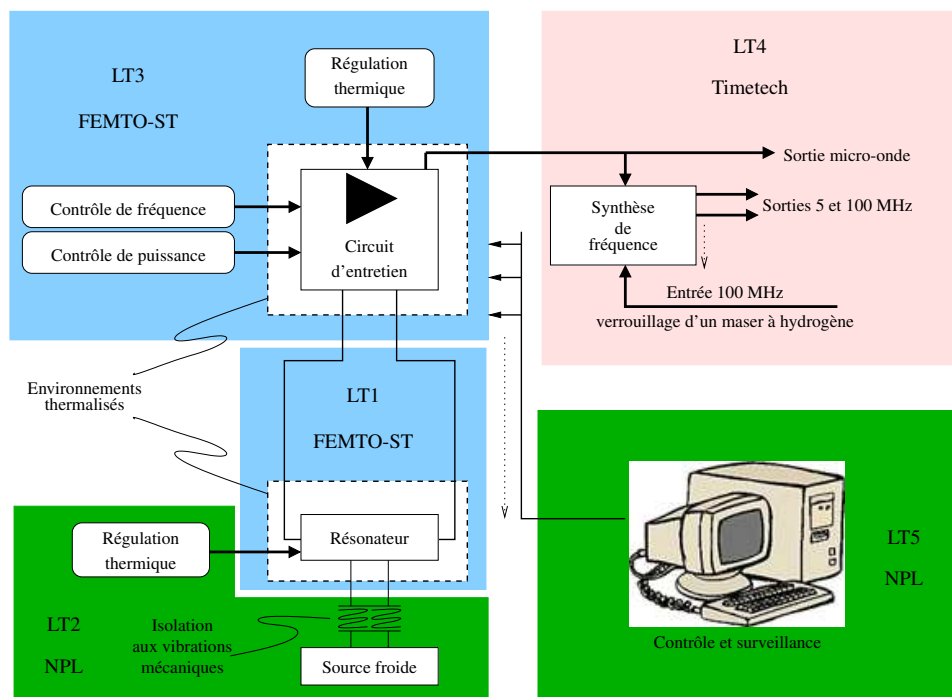


FIG. 1.3 – Architecture générale de la nouvelle référence de fréquence de l'ESA

1.2 Notion de stabilité de fréquence : Rappels

1.2.1 Stabilité de fréquence

La tension instantanée de sortie d'un générateur de fréquence s'écrit :

$$V(t) = V_0 [1 + \alpha(t)] \sin(2\pi\nu_0 t + \varphi(t)) \quad (1.2)$$

où V_0 est l'amplitude moyenne du signal, ν_0 la fréquence moyenne, $\alpha(t)$ les fluctuations d'amplitude et $\phi(t)$ les fluctuations de phase. Ces deux derniers termes contiennent aussi bien des composantes aléatoires (bruits) que des composantes déterministes (modulation résiduelle, vieillissement ou dérive de l'oscillateur). Le plus souvent, les fluctuations d'amplitude sont négligeables par rapport aux fluctuations de phase. Ainsi, les variations instantanées de fréquence $y(t)$ s'expriment comme :

$$y(t) = \frac{\nu(t) - \nu_0}{\nu_0} = \frac{1}{2\pi\nu_0} \frac{d\phi(t)}{dt} \quad (1.3)$$

La caractérisation de la stabilité de fréquence dans le domaine temporel fait appel à une méthode statistique. Des compteurs de fréquence à haute résolution sont utilisés afin de mesurer les fluctuations relatives de fréquence \bar{y} moyennées sur des temps τ . Si nous considérons deux comptages successifs \bar{y}_k et \bar{y}_{k+1} démarrant respectivement aux temps t_k et t_{k+1} , alors la variance d'Allan $\sigma_y^2(\tau)$ [4] est définie par :

$$\sigma_y^2(\tau) = \frac{1}{2} \langle (\bar{y}_{k+1} - \bar{y}_k)^2 \rangle \quad (1.4)$$

où les $\langle \rangle$ signifient un moyennage sur un grand nombre d'échantillons.

La variance d'Allan est préférée au calcul d'une variance classique qui diverge pour certains types de bruits.

Le banc de mesure classiquement utilisé pour la mesure de stabilité de fréquence dans le domaine temporel est présenté figure 1.4. Un signal de battement est obtenu entre le signal à mesurer et une référence à l'aide d'un mélangeur. La fréquence du signal de battement est alors analysée à l'aide d'un compteur réciproque, lui-même piloté par une référence stable (ex. : maser à hydrogène). Le compteur est connecté à un ordinateur effectuant le calcul de variance.

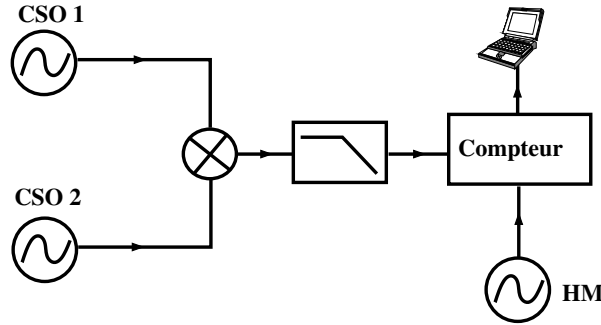


FIG. 1.4 – Banc de mesure de la stabilité de fréquence d'un oscillateur dans le domaine temporel

Un article énumérant les outils utilisés pour la caractérisation de la stabilité de fréquence des oscillateurs est disponible en référence [5].

L'instrument de mesure de la fréquence d'un oscillateur est un oscillateur de référence associé à un système de comparaison. Par conséquent, il est nécessaire de disposer d'une source de très haute stabilité de fréquence pour caractériser d'autres sources moins performantes. Dans le cas où l'oscillateur à tester est lui-même à l'état-de-l'art, il est nécessaire de comparer deux systèmes équivalents en faisant l'hypothèse que les fluctuations des deux oscillateurs sont décorrélées. La stabilité d'un seul instrument est alors obtenue en divisant la variance par 2.

La figure 1.5 représente l'écart-type d'Allan en fonction du temps d'intégration pour différentes références de fréquence RF et micro-ondes. L'aire grisée correspond aux sources intégrant des résonateurs saphirs refroidis à la température de l'hélium liquide.

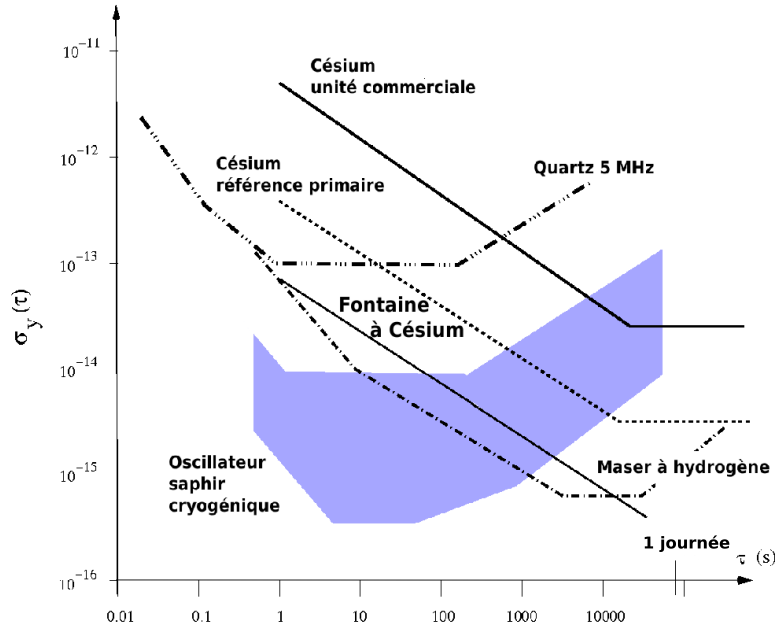


FIG. 1.5 – Stabilité de fréquence de plusieurs sources de fréquences RF et micro-ondes

Dans le domaine fréquentiel, les densités spectrales de puissance (DSP) $S_\phi(f)$ et $S_\alpha(f)$, respectivement en $\text{dB} \cdot \text{rad}^2/\text{Hz}$ et dB/Hz , représentent la répartition fréquentielle de $\phi(t)$ (phase) et $\alpha(t)$ (amplitude). Si nous nous intéressons aux fluctuations relatives de fréquence (équation 1.3), les signaux $\phi(t)$ et $y(t)$ correspondent par dérivation. Nous pouvons alors caractériser $y(t)$ dans le domaine fréquentiel par $S_y(f)$, la densité spectrale de puissance des fluctuations de fréquence instantanée :

$$S_y(f) = \left(\frac{f}{\nu_0} \right)^2 S_\phi(f) \quad (\text{Hz}^{-1}) \quad (1.5)$$

Cette équation met en évidence le lien entre le domaine temporel et le domaine fréquentiel. La relation de passage entre le spectre de phase et la variance d'Allan est la suivante [4] :

$$\sigma_y(\tau)^2 = 2 \int_0^\infty S_y(f) |H(f)|^2 \frac{\sin^4(\pi f \tau)}{(\pi f \tau)^2} df \quad (1.6)$$

avec $|H(f)|^2 = \frac{1}{1+(f/f_c)^2}$ représentant la fonction de transfert du filtre passe-bas présent dans la mesure (cf. figure 1.4).

S_y est généralement modélisé phénoménologiquement par la “loi de puissance” (équation 1.7). Il s’agit d’une somme polynômiale permettant de différencier les types de bruits par leur pente.

$$S_y(f) = \sum_{j=-2}^2 h_j f^j \quad (1.7)$$

De la même manière, nous avons pour la phase :

$$S_\phi(f) = \sum_{i=-4}^0 b_i f^i \quad (1.8)$$

Le spectre de bruit de phase tracé dans un diagramme log-log est alors constitué de plusieurs segments de pentes différentes. A chacune de ces pentes correspond un type de source de bruit représenté

en figure 1.6. Le tableau 1.1 énumère les différents types de bruits correspondant aux différentes pentes rencontrées et décrit les liens entre $S_\phi(f)$, $S_y(f)$ et σ_y^2 .

Type de bruit	$S_\phi(f)$	$S_y(f)$	$S_\phi(f) \rightarrow S_y(f)$	σ_y^2
bruit blanc de phase	b_0	$h_2 f^2$	$h_2 = \frac{b_0}{v_0^2}$	$\propto \tau^{-2}$
bruit flicker de phase	$b_{-1} f^{-1}$	$h_1 f$	$h_1 = \frac{b_{-1}}{v_0^2}$	$\propto \tau^{-2}$
bruit blanc de fréquence	$b_{-2} f^{-2}$	h_0	$h_0 = \frac{b_{-2}}{v_0^2}$	$\frac{1}{2} h_0 \tau^{-1}$
bruit flicker de fréquence	$b_{-3} f^{-3}$	$h_{-1} f^{-1}$	$h_{-1} = \frac{b_{-3}}{v_0^2}$	$2 \ln(2) h_{-1}$
marche aléatoire de fréquence	$b_{-4} f^{-4}$	$h_{-2} f^{-2}$	$h_{-2} = \frac{b_{-4}}{v_0^2}$	$\frac{4\pi^2}{6} h_{-2} \tau$

TAB. 1.1 – Types de bruits, densités spectrales de puissance et variance d’Allan

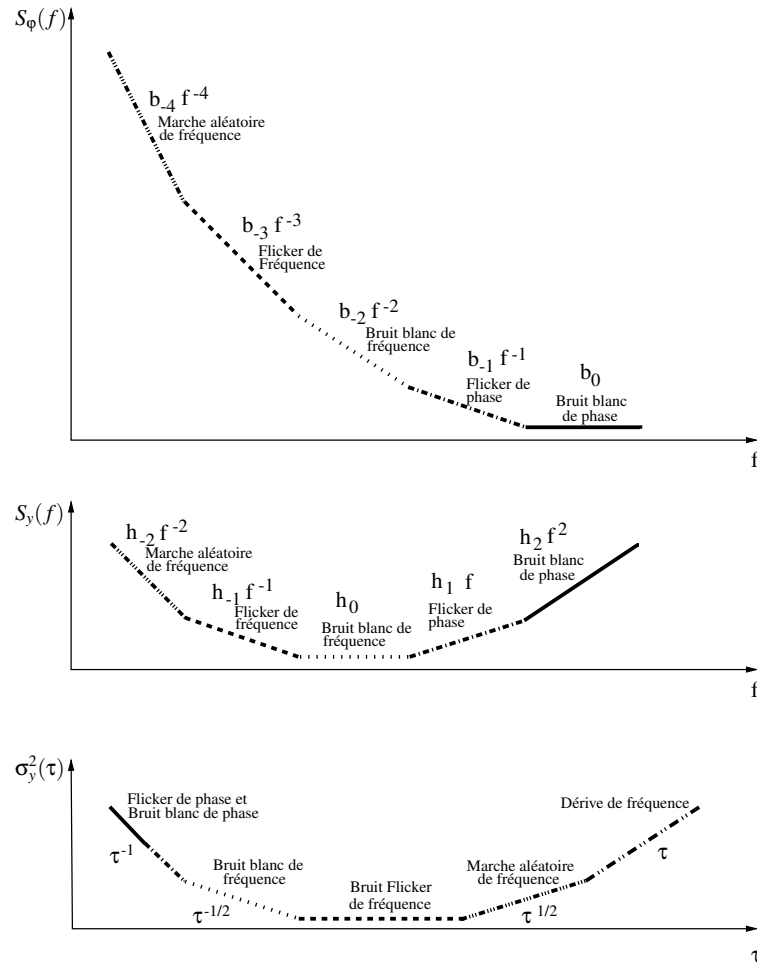


FIG. 1.6 – Spectre des fluctuations de phase $S_\phi(f)$, de fréquence $S_y(f)$ et variance d’Allan σ_y^2

La limite de stabilité de fréquence des oscillateurs est caractérisée par le palier flicker, qui correspond à un bruit flicker de fréquence.

1.3 Limitations de la stabilité de fréquence d'un oscillateur

Dans sa version la plus simple, un oscillateur est constitué d'un résonateur, caractérisé par sa fréquence de résonance ν_0 et son coefficient de surtension en charge Q_L , inséré dans une boucle de contre-réaction. Un amplificateur de gain G et de facteur de bruit F permet de compenser les pertes du circuit (cf. figure 1.7).

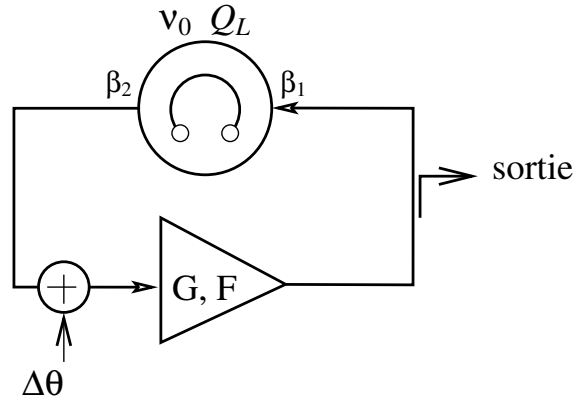


FIG. 1.7 – Schéma de principe de l'oscillateur simple

Différentes sources de fluctuations vont limiter la stabilité de fréquence du signal fourni par l'oscillateur. On distingue :

- les fluctuations à court terme liées aux sources de bruit électronique
- les fluctuations à long terme engendrées par les variations de l'environnement de l'oscillateur

1.3.1 L'effet Leeson

Les fluctuations de phase générées dans la boucle vont occasionner des fluctuations de la fréquence du signal de sortie. La DSP des fluctuations de phase $S_\phi(f)$ est donnée par la formule de Leeson [6]. Elle s'exprime comme une fonction de la DSP des fluctuations de phase de l'amplificateur d'entretien S_θ :

$$S_\phi(f) = \left(1 + \frac{\nu_0^2}{4Q_L^2} \frac{1}{f^2} \right) S_\theta(f) \quad (1.9)$$

Le terme $\frac{\nu_0}{2Q_L} = f_L$ désigne la fréquence de Leeson.

1.3.2 Le bruit thermique, la limite ultime

La limite ultime de stabilité de fréquence d'un oscillateur peut être évaluée en considérant que seul le bruit thermique, aussi appelé bruit Johnson, est présent dans la boucle. Dans ce cas, S_θ s'exprime comme :

$$S_\theta = \frac{F k_B T}{P} \quad (1.10)$$

Avec T la température de fonctionnement, F le facteur de bruit en régime linéaire de l'amplificateur, k_B la constante de Boltzmann ($1,38 \times 10^{-23}$ J/K) et P la puissance du signal.

En considérant la formule de Leeson (eq. 1.9) pour les fréquences inférieures à f_L , la DSP des fluctuations de phase du signal de sortie devient :

$$S_\phi(f) = \frac{v_0^2}{4Q_L^2} \frac{Fk_B T}{P} f^{-2} \quad (1.11)$$

En présence du seul bruit thermique, la stabilité de fréquence de l'oscillateur évolue en fonction de la durée d'intégration. Elle est égale à :

$$\sigma_{y_{th}}(\tau) = \frac{1}{2Q_L} \sqrt{\frac{Fk_B T}{2P} \frac{1}{\tau}} \quad (1.12)$$

La limite est de l'ordre de $5 \times 10^{-18} / \sqrt{\tau}$ pour un oscillateur micro-onde incorporant un résonateur saphir refroidi à la température de l'hélium liquide. Ou encore de $1 \times 10^{-15} / \sqrt{\tau}$ pour un oscillateur à quartz. Bien évidemment, les instabilités des oscillateurs actuels sont supérieures, d'autres sources de bruits sont à prendre en compte.

1.3.3 Le bruit flicker de l'amplificateur d'entretien

Dans la plupart des cas, le bruit de phase intrinsèque de l'amplificateur d'entretien est la source de bruit limitant la stabilité de fréquence de l'oscillateur pour les temps courts. Pour les fréquences de Fourier basses, le bruit de l'amplificateur est caractérisé par une pente en f^{-1} appelé bruit flicker. Pour les fréquences de Fourier hautes, le bruit de phase de l'amplificateur est fixé par le palier de bruit thermique. La DSP des fluctuations de phase introduites dans la boucle $S_\theta(f)$ est alors [7] :

$$S_\theta(f) = \frac{b_{-1}}{f} + \frac{Fk_B T}{P} \quad (1.13)$$

où b_{-1} dépend de la technologie de l'amplificateur. En combinant les équations 1.9 et 1.13, nous obtenons le bruit de phase de l'oscillateur :

$$S_\phi(f) = b_{-1} \frac{v_0^2}{4Q_L^2} f^{-3} + \frac{v_0^2}{4Q_L^2} \frac{Fk_B T}{P} f^{-2} + b_{-1} f^{-1} + \frac{Fk_B T}{P} \quad (1.14)$$

$S_\phi(f)$ apparaît maintenant limitée par une composante en $1/f^3$ proche de la porteuse qui amène au palier flicker :

$$\sigma_y(\tau) = \frac{1}{2Q_L} \sqrt{2 \ln(2) b_{-1}} \quad (1.15)$$

Il est à noter que ce modèle ne tient pas compte de la correction éventuelle du bruit de l'amplificateur d'entretien dont nous parlerons plus précisément dans le chapitre 3.

Si nous considérons maintenant les caractéristiques typiques d'un oscillateur à quartz commercial et celles d'un oscillateur saphir cryogénique (CSO) :

type d'oscillateur	b_{-1} dB.rad ² /Hz	Q_L	Palier flicker σ_y
Quartz (ampli. RF)	-130 à -140	10^6	$1,8 \times 10^{-13} - 5,9 \times 10^{-14}$
CSO (ampli. micro-onde)	-100 à -120	10^9	$5,9 \times 10^{-15} - 5,9 \times 10^{-16}$

Les mesures de stabilités de fréquence de ces types d'oscillateurs se rapprochent des valeurs théoriques précédemment calculées (cf. section 1.2 et <http://www.oscilloquartz.com/>).

1.3.4 Le “Line Splitting Factor”

Le modèle précédent permet de prévoir le bruit de phase de l’oscillateur connaissant le bruit intrinsèque de l’amplificateur d’entretien dans la configuration de base décrite figure 1.7. Pour obtenir des performances ultimes, nous associons à ce circuit des contrôles en temps réel qui corrigent les fluctuations de phase engendrées dans la boucle de l’oscillateur [8, 9]. Dans ce cas, la limite de stabilité accessible n’est plus fixée par le bruit de l’amplificateur mais par les caractéristiques du contrôle de phase (bruit de détection, gain de boucle, sensibilité à l’environnement). L’analyse des différentes sources de bruit est alors beaucoup plus complexe. Nous pouvons cependant donner un ordre de grandeur de la stabilité de fréquence qu’il est possible d’obtenir sans pour autant connaître la nature exacte de chaque source de bruit. En effet, il est admis que la limite expérimentale de la stabilité de fréquence à 1 s $\sigma_y(1\text{ s})$ ne peut être meilleure qu’une fraction de la bande passante du résonateur [10]. On définit alors une quantité appelée “Line Splitting Factor” (LSF) déterminée de manière empirique. Elle représente le rapport des fluctuations de fréquence $\Delta\nu$ du signal généré dans la bande passante $\Delta\nu_R$:

$$\text{LSF} = \frac{\Delta\nu}{\Delta\nu_R} = Q_L \times \frac{\Delta\nu(1\text{ s})}{\nu_0} = Q_L \times \sigma_y(1\text{ s}) \quad (1.16)$$

Le LSF offre la possibilité de quantifier l’effet global des bruits associés aux électroniques composant l’oscillateur. A ce jour, en considérant les meilleurs résultats obtenus dans le cas des CSO, le LSF est compris entre 10^{-7} et 10^{-6} .

Cette approche phénoménologique nous permet de déterminer un coefficient de surtension minimal à assurer pour atteindre la stabilité de fréquence de $\sigma_y(1\text{ s}) = 3 \times 10^{-15}$. Ainsi :

$$Q_L \geq \frac{\text{LSF}}{\sigma_y(1\text{ s})} \geq 333 \times 10^6 \quad (1.17)$$

Pour le cas le plus défavorable soit $\text{LSF} = 10^{-6}$.

1.3.5 Limitations de la stabilité de fréquence à long terme

La fréquence de résonance d’un résonateur est déterminée par sa géométrie et par la vitesse de l’onde se propageant en son sein. Mais ces propriétés physiques sont affectées par les changements des paramètres environnementaux et notamment la température, la puissance du signal injecté, l’accélération... La sensibilité de ce dernier aux variations environnementales limite la stabilité de fréquence long terme de l’oscillateur. De manière expérimentale, cela se présente par une marche aléatoire ou une dérive de la fréquence de l’oscillateur au cours du temps ou, en terme d’écart-type d’Allan, respectivement par une pente en $\sqrt{\tau}$ ou en τ (cf section 1.2.1). Voici quelques exemples engendrant une instabilité de fréquence long terme pour un oscillateur saphir cryogénique.

Le vieillissement :

De la même manière qu’une corde oscillante de guitare se détend à force d’être grattée, un oscillateur n’est pas épargné par le vieillissement. Par exemple, le relâchement des contraintes mécaniques est un phénomène typique entraînant le vieillissement. Lors du montage et de la mise en température, les éléments de fixation induisent des contraintes sur le résonateur qui se relâchent lentement au cours du temps. Il en résulte une modification de la géométrie du résonateur qui se traduit par des variations de la fréquence.

La sensibilité thermique et la sensibilité à la puissance :

La stabilité de fréquence de la source est principalement limitée par la sensibilité thermique du résonateur. Une variation de température entraîne généralement un déplacement de la fréquence de résonance du mode excité.

Deux phénomènes engendrent de tels effets. Le premier est tout simplement les variations thermiques environnementales comme, par exemple, le changement de la température du bain d'hélium résultant d'une variation de la pression atmosphérique. Le second est une conséquence des variations de la puissance du signal injecté dans le résonateur. En effet, comme une résistance va plus ou moins dissiper de la chaleur par effet Joule en fonction de l'intensité du courant la traversant, la température du résonateur saphir va varier en fonction du niveau de puissance du signal injectée. De plus, Chang *et al.* [11] ont mis en évidence que l'énergie électromagnétique stockée dans le résonateur déforme ce dernier et modifie la fréquence de résonance (pression de radiation). L'incorporation de contrôles électroniques de ces deux grandeurs physiques dans le "design" de notre oscillateur saphir cryogénique est par conséquent impératif.

Si nous considérons l'objectif de 3×10^{-15} et en supposant un contrôle thermique à 1 mK, valeurs facilement accessibles avec des régulateurs thermiques commerciaux, alors la sensibilité thermique du résonateur ne doit pas dépasser :

$$\frac{1}{\Delta T} \frac{\Delta \nu}{\nu_0} \leq 3 \times 10^{-12} \text{ K}^{-1} \quad (1.18)$$

Pour réaliser un oscillateur ultrastable, il est impératif d'utiliser un résonateur compensé thermiquement. Pour un tel résonateur, la courbe $f(T)$ présente un point d'inflexion à une température donnée appelée température d'inversion (T_0). Si nous approximons la fonction $f(T)$ autour de T_0 par un polynôme d'ordre 2, alors la sensibilité résiduelle pour une température $T = T_0 + \delta T$ s'écrit :

$$\frac{1}{\Delta T} \frac{\Delta \nu}{\nu_0} = -a \delta T \quad (1.19)$$

Si nous supposons que le résonateur est stabilisé à ± 1 mK de T_0 , l'équation 1.18 donne :

$$|a| \leq 3 \times 10^{-9} \text{ K}^{-2} \quad (1.20)$$

De la même manière, en considérant un contrôle de puissance à $\frac{\Delta P}{P} \leq 10^{-5}$, la sensibilité de résonateur à ce paramètre ne devra pas excéder :

$$\frac{1}{\Delta P} \frac{\Delta \nu}{\nu_0} \leq 3 \times 10^{-11} \text{ W}^{-1} \quad (1.21)$$

La sensibilité à l'accélération :

Lorsque le résonateur est soumis à une accélération, il se déforme et cela modifie sa fréquence de résonance. Ainsi, sous l'effet de vibrations mécaniques, le signal de sortie de l'oscillateur est modulé par un signal de fréquence égale à celle des vibrations mécaniques. Cela se traduit par une raie à la fréquence des vibrations dans le spectre de bruit de phase de l'oscillateur. La signature d'une telle modulation dans le domaine temporel est représentée en figure 1.8.

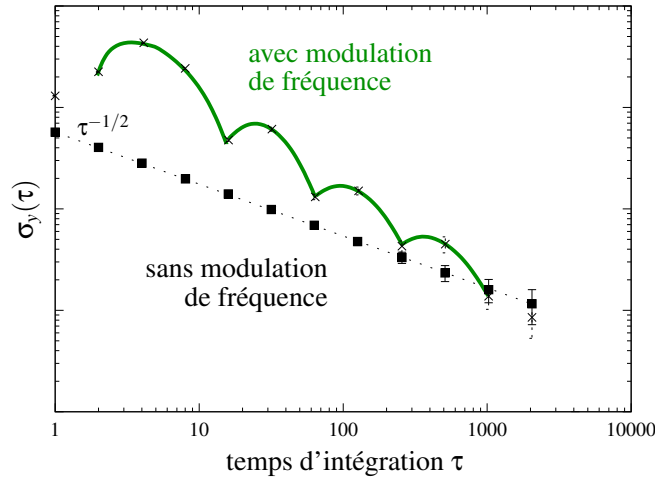


FIG. 1.8 – Ecart-type d’Allan d’un signal entaché d’un bruit blanc de fréquence avec et sans modulation de fréquence (courbes simulées)

La vibration mécanique peut, dans certains cas, masquer la stabilité de fréquence intrinsèque de l’oscillateur [12].

Sous l’effet d’une vibration mécanique de fréquence f_{Mod} , le déplacement au niveau du résonateur est :

$$z(t) = Z_0 \sin(2\pi f_{Mod} t) \quad \text{m} \quad (1.22)$$

Alors l’accélération γ s’écrit :

$$\gamma = \frac{d^2 z}{dt^2} = -4\pi^2 f_{Mod}^2 Z_0 \sin(2\pi f_{Mod} t) \quad \text{m.Hz}^2 \text{ ou } \text{m.s}^{-2} \quad (1.23)$$

Si nous considérons que la sensibilité de la fréquence de résonance du résonateur à l’accélération S_γ est :

$$S_\gamma = \frac{\Delta \nu}{\nu_0} / \gamma \quad \text{s}^2/\text{m} \quad (1.24)$$

nous obtenons :

$$\left| \frac{\Delta \nu}{\nu_0} \right| = 4\pi^2 f_{Mod}^2 Z_0 \sin(2\pi f_{Mod} t) S_\gamma \quad (1.25)$$

A titre d’exemple, supposons une fréquence de 1 Hz et un déplacement de 1 μm et le cas du quartz et du résonateur saphir.

type d’oscillateur	S_γ	$\frac{\Delta \nu_0}{\nu_0}$
Quartz (OCXO 8607)	$< 5 \times 10^{-10}/g$	$< 2 \times 10^{-15}$
résonateur saphir	$3,2 \times 10^{-10}/g$ [13]	$< 1,3 \times 10^{-15}$

Ces chiffres démontrent qu’il est primordial de faire fonctionner le résonateur dans un environnement exempt de vibrations mécaniques. Ceci aura un impact déterminant sur la conception du cryogénérateur d’Elisa.

Les modes parasites :

Généralement, un grand nombre de modes “parasites” de fréquence proche de celle du mode désiré, sont présents dans le spectre de transmission. Cela dégrade son coefficient de surtension et affecte sa sensibilité à la température [14, 15]. De plus, s’ils sont fortement couplés, ils empêchent le démarrage des oscillations sur le mode principal. L’interaction entre les modes parasites et le mode de galerie opérationnel doit alors être minimiser. En pratique, nous couplons le résonateur de manière à obtenir une fenêtre de 100 MHz exempte de modes parasites plus fortement couplés que le mode principal. Cette largeur de bande correspond à la bande passante typique d’un filtre micro-onde à 10 GHz.

1.4 Les oscillateurs saphirs cryogéniques dans le monde¹

Différentes équipes travaillent sur la construction d’oscillateurs cryogéniques à résonateur saphir excité sur des modes de galerie (*WG*). Historiquement, c’est à l’“University Of Western Australia” (UWA) que les travaux sur ce type d’oscillateur ont débuté suite notamment à la découverte d’une compensation thermique naturelle dans les saphirs de type HEMEX [16]. Aujourd’hui, les équipes australienne (UWA), française (FEMTO-ST), anglaise (NPL), japonaise (AIST) et, retirée depuis peu, américaine (JPL) poursuivent des travaux de recherche sur ces références de fréquence. Pour un souci de clarté, les oscillateurs sont classés en fonction de leur température de fonctionnement. Un résumé de leurs performances est accessible dans le tableau 1.2.

1.4.1 Températures supérieures à 20 K

Les modes *WG* du résonateur saphir souffrent d’une forte sensibilité aux variations de température et aucune compensation thermique “naturelle” n’existe dans le saphir pour $T \in [20 - 300 \text{ K}]$. Différentes équipes se sont donc impliquées dans la réalisation de résonateur saphir intégrant un dispositif de compensation thermique pour cette gamme de température.

UWA : oscillateur “dual-mode” à résonateur saphir

L’équipe “Frequency Standards and Metrology Research Group” de l’UWA a développé une méthode de compensation thermique appelée “dual-mode” [17, 18]. L’idée est d’utiliser le battement entre deux modes *WG* excités dans le même résonateur. Ces deux modes sont choisis de telle manière que leurs sensibilités thermiques en Hz/K soient proche. Ainsi, il se produit une annulation au premier ordre.

Les caractéristiques des modes utilisés sont :

$$\begin{array}{lll} WGE_{9,0,0} & \nu_0 = 12,604 \text{ GHz} & Q_0 = 74 \times 10^6 \\ WGH_{12,0,0} & \nu_0 = 9,086 \text{ GHz} & Q_0 = 2 \times 10^8 \end{array}$$

Le signal de fréquence 3,518 GHz résultant du battement présente une compensation thermique à la température $T_0 = 52,7 \text{ K}$ pour une courbure $a = 10^{-8} \text{ K}^{-2}$.

¹Pour un lecteur non familier, il est conseillé de se reporter au début du chapitre II “Le résonateur saphir”. En effet, mon intention dans cette section, est de faire une description détaillée de chaque oscillateur saphir cryogénique ayant amené des innovations importantes dans ce domaine. Pour cela, la connaissance de certains paramètres et termes dont la description n’a pas place dans ce chapitre à caractère général, est nécessaire.

Une stabilité de fréquence a été mesurée à :

$$\begin{aligned}\sigma_y(\tau) &\approx 5 \times 10^{-14} \text{ pour } 1 \text{ s} \leq \tau \leq 10 \text{ s} \\ \sigma_y(\tau) &\approx 1 \times 10^{-13} \text{ à } 100 \text{ s} \\ &9 \times 10^{-11}/\text{jour}\end{aligned}$$

Par la suite, un oscillateur saphir utilisant la même méthode de compensation thermique a été construit à température ambiante. Le signal de fréquence 3,394 GHz présente une température opérationnelle à 304,2 K et montre une stabilité de fréquence de :

$$\sigma_y(\tau) \approx 10^{-11} \text{ pour } 1 \text{ s} \leq \tau \leq 100 \text{ s [19]}$$

L'inconvénient de ce système est sa complexité. Il nécessite l'emploi de deux oscillateurs indépendants contrôlés en fréquence (un pour chaque mode), ce qui augmente la difficulté de réglage.

JPL : compensation thermo-mécanique à 87 K

Dick *et al.* [20–22] du “Jet Propulsion Laboratory” (JPL) ont construit un résonateur saphir à partir de deux cristaux de saphir semblables séparés par une entretoise en cuivre. Sous l'effet du refroidissement, la diminution du gap d'air séparant les deux cristaux vient compenser la variation naturelle de la permittivité. La figure 1.9 schématise le système.

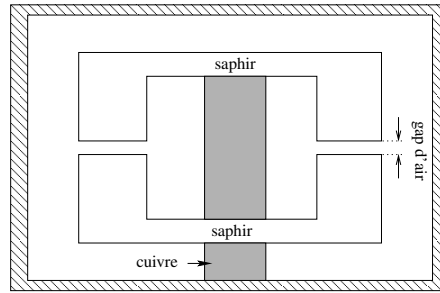


FIG. 1.9 – Schématisation de la structure résonante : résonateur saphir compensé thermo-mécaniquement avec sa cavité fermée

L'expérience montre que la famille de modes quasi-transverses magnétiques WGH peut être compensée pour des températures supérieures à 77 K lorsque l'ordre du mode est supérieur ou égal à 8. C'est pour cela que le mode suivant a été choisi :

$$WGH_{8,0,0} \quad \nu_0 = 7,23 \text{ GHz} \quad Q_0 = 1,8 \times 10^6$$

Après de nombreuses améliorations thermiques et électroniques, l'oscillateur, construit sur la base de ce résonateur, montre une stabilité de fréquence de :

$$\begin{aligned}\sigma_y(\tau) &\approx 7,5 \times 10^{-14} \text{ pour } 3 \text{ s} \leq \tau \leq 10 \text{ s} \\ \sigma_y(\tau) &\leq 2 \times 10^{-13} \text{ pour } \tau < 100 \text{ s} \\ &1,5 \times 10^{-8}/\text{jour}\end{aligned}$$

Les chercheurs du JPL ont attribué la forte dérive au fluage mécanique de l'entretoise en cuivre créant une variation dans le temps de la distance séparant les deux cristaux. Ces résultats conduisent à un excellent LSF de $1,5 \times 10^{-7}$.

FEMTO-ST : compensation thermo-mécanique à 87 K

Un oscillateur, incorporant un résonateur saphir possédant le même type de compensation thermo-mécanique, a été développé au sein de l'institut FEMTO-ST. La différence entre notre système et celui du JPL réside dans le contrôle thermique. Un oscillateur à quartz miniature a été utilisé comme sonde de température. Sa grande sensibilité thermique de 925 Hz/K@77 K, a permis d'atteindre un excellent contrôle à 12 μ K.

Les caractéristiques du mode excité sont :

$$WGH_{7,0,0} \quad \nu_0 = 9 \text{ GHz} \quad Q_0 = 2 \times 10^6$$

Il présente un point d'inversion à $T_0 = 87,7 \text{ K}$ pour une courbure $a = 2 \times 10^{-7} \text{ K}^{-2}$.

La meilleure stabilité de fréquence a été atteinte après le dépôt de deux lignes métalliques sur le saphir [23] afin de supprimer les modes parasites. Cette technique de sélection modale a permis d'obtenir une zone de 300 MHz autour de la fréquence de résonance sans pollution spectrale. Le résultat final est :

$$\sigma_y(\tau) = 1,6 \times 10^{-12} \text{ à } 10 \text{ s} \\ 1 \times 10^{-8}/\text{jour}$$

Nous constatons que la dérive journalière est identique au modèle du JPL.

JPL : compensation thermo-mécanique à 40 K

Plusieurs années ont été nécessaires à l'équipe du JPL pour améliorer leurs résonateurs à compensation thermo-mécanique. Tout d'abord, la diminution de la température opérationnelle à 40 K a permis d'obtenir un plus fort facteur de qualité. Ensuite, la sensibilité aux variations axiales de l'espace entre les deux disques de saphir a été réduite avec l'utilisation d'un mode *WGE*. Finalement, le procédé d'assemblage a été corrigé suite à une modélisation de la structure mécanique qui démontrait qu'une pince en argent était préférable à une pince en cuivre [24].

L'oscillateur exploite le mode :

$$WGE_{10,0,0} \quad \nu_0 = 16,113 \text{ GHz} \quad Q_0 = 1,4 \times 10^8$$

Ce dernier présente une température opérationnelle à 36,6 K et une sensibilité résiduelle à la température de $3,1 \times 10^{-8} \text{ K}^{-2}$.

Des instabilités relatives de fréquence ont été mesurées comme :

$$\sigma_y(\tau) = 3 \times 10^{-14} \text{ pour } 1 \text{ s} \leq \tau \leq 10 \text{ s} \\ \sigma_y(\tau) = 2 \times 10^{-13} \text{ à } 100 \text{ s} \\ 2,2 \times 10^{-11}/\text{jour après trois semaines de fonctionnement [25]}$$

Ces modifications ont donc conduit à une nette amélioration des performances court terme et à une diminution de la dérive de fréquence.

Oscillateur à résonateur Saphir-Rutile

La permittivité du saphir montre une dépendance “positive” à la température. En d’autres termes, lorsque la température augmente, la permittivité augmente. Dans ce cas, la combinaison du saphir à un autre matériau diélectrique présentant une dépendance “négative”, comme le rutile (TiO_2), aboutit à une compensation thermique pour une température supérieure $T_0 \geq 40$ K comme le représente la figure 1.10.

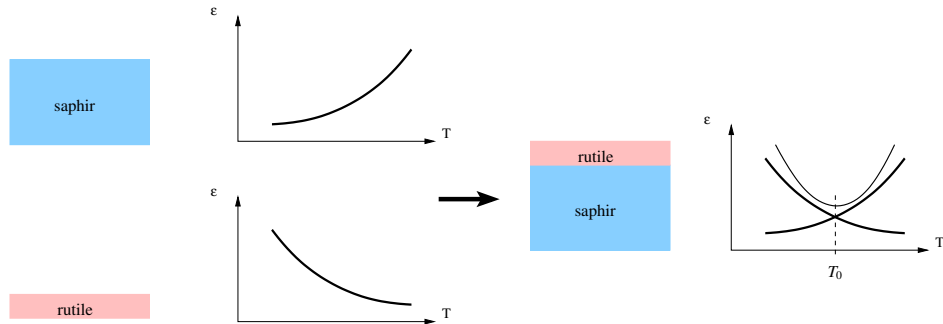


FIG. 1.10 – Représentation des permittivités du saphir et du rutile en fonction de la température

Deux techniques de compensation thermique ont été expérimentées. La première consiste à assembler mécaniquement un ou deux anneaux très fins de rutile à un disque de saphir. Alors que la seconde repose sur la déposition d’une fine couche de rutile de 1 à 2 μm sur les surfaces du disque de saphir par pulvérisation ou en utilisant une méthode sol-gel. L’avantage majeur de cette seconde technique est de limiter la sensibilité du résonateur aux vibrations mécaniques.

UWA-Xlim-FEMTO-ST : Oscillateur à résonateur assemblé mécaniquement saphir-rutile : un résonateur composé d’un disque de saphir de dimensions 31,65 mm \times 30,01 mm (respectivement diamètre et hauteur) et de deux anneaux de rutile de même diamètre et d’épaisseur 0,42 mm, a été conçu par l’équipe de UWA [26,27]. Un anneau de rutile est disposé sur chaque face plane du cylindre de saphir et maintenu mécaniquement à l’aide de pièces en saphir.

Le mode opérationnel présente un point d’inversion à $T_0 = 52,8$ K et les caractéristiques suivantes :

$$WGE_{8,0,0} \quad \nu_0 = 12,031 \text{ GHz} \quad Q_0 = 6 \times 10^6$$

L’oscillateur construit sur la base de ce résonateur à l’Institut FEMTO-ST, montre des performances de l’ordre de :

$$\sigma_y(\tau) = 2,5 \times 10^{-13} \text{ pour } 1 \text{ s} \leq \tau \leq 6 \text{ s}$$

$$10^{-9}/\text{jour}$$

soit un LSF = $1,5 \times 10^{-6}$.

NPL : Oscillateur à résonateur assemblé mécaniquement saphir-rutile : nos collaborateurs du NPL ont, quant à eux, conçu un résonateur constitué d’un disque de rutile de diamètre 17 mm et d’épaisseur 100 μm collé sur une des faces d’un cylindre de saphir de même diamètre. Après l’avoir maintenu entre deux tiges de quartz dans une cavité fermée en cuivre, le résonateur a été excité sur le mode suivant :

$$WG \quad \nu_0 = 17,1 \text{ GHz} \quad Q_0 = 3 \times 10^6$$

La cellule résonante a ensuite été placée dans une boucle d'oscillation incorporant un amplificateur AsGa faible bruit. Après régulation de la température du résonateur à $T_0 = 40,8 \text{ K}$, l'oscillateur présente une stabilité de fréquence de :

$$\begin{aligned} \sigma_y(\tau) &\approx 4 \times 10^{-11} \text{ à } 100 \text{ s} \\ \sigma_y(\tau) &\approx 4 \times 10^{-12} \text{ à } 1\,000 \text{ s [28, 29].} \end{aligned}$$

FEMTO-ST : Oscillateur à résonateur saphir-rutile (méthode sol-gel) : les chercheurs de l'institut FEMTO-ST ont déposé une fine couche de $2 \mu\text{m}$ de rutile par méthode sol-gel sur un disque de saphir de faible qualité, de diamètre 37 mm et de hauteur $9,2 \text{ mm}$. Deux oscillateurs, s'articulant autour d'un résonateur possédant ce type de compensation thermique, ont été réalisés [30, 31]. Le premier oscille sur le mode :

$$WGH_{7,0,0} \quad \nu_0 = 9,2 \text{ GHz}$$

La stabilité de fréquence mesurée est de :

$$\sigma_y(\tau) \approx 2 \times 10^{-12} \text{ sur les temps courts}$$

Le second utilise le mode :

$$WGE_{9,0,0} \quad \nu_0 = 11,9 \text{ GHz}$$

Cet oscillateur atteint un palier flicker à :

$$\sigma_y(\tau) \approx 8 \times 10^{-13}.$$

Pour des temps d'intégration plus longs, chaque oscillateur présente la même dérive de fréquence de $3 \times 10^{-9}/\text{jour}$ [32].

FEMTO-ST : Oscillateur à résonateur saphir-rutile (méthode par pulvérisation) : pour ce système, le rutile est pulvérisé sur l'intégralité du cylindre de saphir. Un léger film de diélectrique TiO_2 de $1 \mu\text{m}$ est alors déposé sur la surface et permet d'obtenir un point d'inversion à $37,8 \text{ K}$ pour le mode opérationnel dont les caractéristiques sont les suivantes :

$$WGH_{8,0,0} \quad \nu_0 = 10,578 \text{ GHz} \quad Q_L = 2,6 \times 10^6$$

La mesure des instabilités relatives de fréquence de l'oscillateur démontre :

$$\begin{aligned} \sigma_y(\tau) &= 2 \times 10^{-13} \tau^{-1/2} \text{ sur les temps courts} \\ &\text{(limité par le maser à hydrogène utilisé comme référence)} \\ \sigma_y(\tau) &= 9,5 \times 10^{-14} \text{ compris entre } 10 \text{ s} \leq \tau \leq 20 \text{ s (palier flicker)} \\ \sigma_y(\tau) &= 8 \times 10^{-14} \tau^{1/2} \text{ après } 200 \text{ s (marche aléatoire)} \end{aligned}$$

Ces résultats permettent de déduire un excellent LSF de $5,2 \times 10^{-7}$ [33, 34].

UWA-FEMTO-ST : Oscillateur à résonateur saphir dopé en ions Ti^{3+} : un autre type de compensation thermique a été développé par l'UWA et testé à l'institut FEMTO-ST. L'idée repose sur le dopage du cristal de saphir par des ions paramagnétiques Ti^{3+} présentant une dépendance à la température inverse à celle du saphir. Avec une concentration d'ions Ti^{3+} de 0.1% en masse, une température opérationnelle comprise entre 20 K et 77 K peut être obtenue en fonction du type et de l'ordre du mode WG excité [35]. Deux résonateurs saphir $25\text{ mm} \times 20\text{ mm}$ ont été testés. Le premier présente une concentration en ions Ti^{3+} de 0,1% alors que le second une concentration de 0,004% [36].

Pour le premier résonateur, le mode utilisé est le mode :

$$WGH_{8,0,0} \quad \nu_0 = 12,709\text{ GHz} \quad Q_L = 8,2 \times 10^5$$

Il présente une température opérationnelle à 34,29 K avec $a \approx 6 \times 10^{-8}\text{ K}^{-2}$ [37]. A 1 s, la stabilité de fréquence est limitée par les vibrations mécaniques du cryogénérateur Gifford-MacMahon. Les résultats sont :

$$\begin{aligned} \sigma_y(1\text{ s}) &= 2 \times 10^{-12} \\ \sigma_y(\tau) &= 2 \times 10^{-13} \text{ entre } 8\text{ s} \leq \tau \leq 16\text{ s} \\ &5 \times 10^{-10}/\text{jour} \end{aligned}$$

soit un LSF de l'ordre de 10^{-6} . Les résultats sur le court terme, ont été nettement améliorés suite à l'utilisation d'un cryogénérateur de type pulse-tube [38].

Le second résonateur a été directement placé dans un cryogénérateur de type pulse-tube. Le mode excité est le suivant :

$$WGE_{7,0,0} \quad \nu_0 = 13,9\text{ GHz} \quad Q_L = 2,45 \times 10^6$$

La compensation thermique se présente à la température de 39,55 K. Les performances sont :

$$\begin{aligned} \sigma_y(\tau) &= 1,5 \times 10^{-13} \text{ pour } 1\text{ s} \leq \tau \leq 8\text{ s} \\ \sigma_y(\tau) &= 7 \times 10^{-14} \text{ pour } \tau = 16\text{ s} \\ &8 \times 10^{-11}/\text{jour [39]} \end{aligned}$$

1.4.2 Température inférieure à 10 K

UWA : Oscillateur saphir cryogénique

C'est à l'UWA que le premier oscillateur cryogénique à saphir a été développé. La cellule résonante est constituée d'une cavité en niobium hébergeant une pièce de monocristal de saphir Union Carbide de diamètre 30 mm et de hauteur 30 mm [16, 40]. Ce système exploite le fort coefficient de surtension du mode suivant :

$$WGE_{6,0,0} \quad \nu_0 = 9,73\text{ GHz} \quad Q_L = 3 \times 10^8$$

Le mode de résonance possède un point d'inversion à 6 K en raison de la combinaison des effets de la réactance de la surface de la cavité en niobium et de la susceptibilité statique des ions Cr^{3+} présents en faible concentration dans le monocristal de saphir. A cette température, la sensibilité résiduelle à la

température est de $3,7 \times 10^{-9} \text{ K}^{-2}$.

L'oscillateur utilise également le résonateur comme élément dispersif dans le discriminateur de Pound. Une stabilité de fréquence a été mesurée à :

$$\begin{aligned}\sigma_y(\tau) &\approx 1 \times 10^{-14} \text{ pour } 3 \text{ s} \leq \tau \leq 300 \text{ s} \\ \sigma_y(\tau) &\approx 9 \times 10^{-15} \text{ (palier Flicker)}\end{aligned}$$

Un LSF de 3×10^{-6} est déduit de ces résultats.

Afin d'aboutir à un meilleur confinement du champ et de réduire la dépendance aux caractéristiques de la cavité, une nouvelle version d'oscillateur a été développée autour d'un résonateur de diamètre 50 mm usiné dans un monocristal de saphir de type HEMEX [8, 41]. Deux résonateurs semblables ont été excités sur leur mode :

$$WGE_{14,0,0} \quad \nu_0 = 11,9 \text{ GHz} \quad Q_L = 1 \times 10^9$$

Ils ont ensuite été refroidis dans un bain d'hélium liquide et deux oscillateurs ont été construits. Ils utilisent ces nouveaux éléments en contre-réaction dans une boucle d'oscillation où la fréquence d'oscillation est verrouillée sur la fréquence de résonance du mode excité par un système actif de contrôle de Pound. Deux autres contrôles électroniques permettent d'abord de supprimer la modulation d'amplitude résiduelle produite par le modulateur de phase et aussi de réguler la température du résonateur à son point d'inversion.

Le premier oscillateur affiche un point d'inversion à 6 K ($\alpha \approx 10^{-9} \text{ K}^{-2}$), alors que le second n'en montre aucun mais possède un minimum de pente de $3 \times 10^{-10} \text{ K}^{-1}$ à la même température. Cette différence a été attribuée à un écart de concentration des ions paramagnétiques Mo^{3+} et Ti^{3+} dans chacun des résonateurs.

La stabilité de fréquence a été mesurée à

$$\begin{aligned}\sigma_y(\tau) &\approx 2,5 \times 10^{-15} \tau^{-1/2} \text{ pour } 0,3 \text{ s} \leq \tau \leq 30 \text{ s} \\ \sigma_y(\tau) &\approx 8 \times 10^{-16} \text{ à } 50 \text{ s (palier Flicker)}\end{aligned}$$

Entre 0,3 et 30 s, la stabilité est seulement limitée par le bruit du système de mesure et des électroniques de contrôle.

Plus récemment, un autre oscillateur saphir cryogénique ultra-stable a été construit [42]. Un cylindre de cristal de saphir, de dimensions 51 mm \times 30 mm, sur lequel a été usiné deux tiges de soutien de diamètre 11,83 mm, constitue son résonateur. La tige de fixation supérieure présente une longueur de 8 mm alors que celle de la tige inférieure est de 19 mm. Cette dernière a été usinée afin de sécuriser le soutien du résonateur en le maintenant par la pince située sur la face inférieure de la cavité. Quant au support de maintien supérieur, il a pour but de faciliter le séchage du saphir après son nettoyage. Après avoir refroidi le résonateur dans un bain d'hélium, le mode suivant a été choisi par rapport à son fort facteur de qualité.

$$WGH_{16,0,0} \quad \nu_0 = 11,2 \text{ GHz} \quad Q_L = 1,5 \times 10^9$$

Le second oscillateur a été construit pour l’“Atomic Frequency Standards Group” du NICT, à Tokyo, et a permis à l’équipe de l’UWA de caractériser la stabilité de fréquence à court terme de l’oscillateur. Le résultat est une stabilité de fréquence égale à :

$$\begin{aligned}\sigma_y(\tau) &\approx 1,2 \times 10^{-15} \tau^{-1/2} \text{ pour } 1 \text{ s} \leq \tau \leq 4 \text{ s} \\ \sigma_y(\tau) &\approx 5,6 \times 10^{-16} \text{ à } 20 \text{ s (palier Flicker)} \\ \sigma_y(\tau) &\approx 1,5 \times 10^{-15} \text{ à } 1\,000 \text{ s} \\ &-2,2 \times 10^{-15}/\text{jour (estimée)}\end{aligned}$$

NMIJ : Oscillateur saphir cryogénique refroidi par cryogénérateur

Le premier oscillateur saphir cryogénique du “National Metrology Institute of Japan” (NMIJ) [43] incorpore un résonateur saphir excité sur le mode :

$$WGH_{11,0,0} \quad \nu_0 = 9,195 \text{ GHz} \quad Q_L = 7 \times 10^8$$

Le résonateur est refroidi dans un cryogénérateur de type pulse tube. La fréquence de 9,195 GHz a été choisie car elle correspond à la fréquence de transition hyperfine de l’atome de césium.

L’ajustement du couplage du résonateur n’a pas été optimisé et un écart-type d’Allan a été mesuré à :

$$\begin{aligned}\sigma_y(\tau) &\approx 2 \times 10^{-12} \text{ à } 1 \text{ s} \\ \sigma_y(\tau) &\approx 2 \times 10^{-13} \text{ à } 10 \text{ s} \\ &10^{-10}/\text{jour}\end{aligned}$$

NMIJ : Oscillateur saphir cryogénique refroidi par bain d’hélium

Cet oscillateur a été développé par Hartnett de l’UWA. Deux résonateurs de mêmes dimensions (50 mm × 30 mm) ont été usinés dans un bloc de monocristal de saphir de type HEMEX. Les modes utilisés sont les modes :

$$\begin{array}{llll} \text{oscillateur 1} & WGH_{15,0,0} & \nu_0 = 10,8 \text{ GHz} & Q_0 = 1,1 \times 10^9 [44] \\ \text{oscillateur 2} & WGH_{15,0,0} & \nu_0 = 10,8 \text{ GHz} & Q_0 = 1,5 \times 10^9 \end{array}$$

Les points d’inversion sont à $T_0 = 6,1 \text{ K}$ pour le premier résonateur et à $T_0 = 7 \text{ K}$ pour le second. Les deux résonateurs montrent une courbure identique de $2 \times 10^{-9} \text{ K}^{-2}$.

L’écart-type d’Allan est calculé à :

$$\begin{aligned}\sigma_y(1 \text{ s}) &= 1,1 \times 10^{-15} \\ \sigma_y(\tau) &= 5,5 \times 10^{-16} \text{ à } 20 \text{ s (palier Flicker)} \\ &-2,2 \times 10^{-15}/\text{jour (estimée)}\end{aligned}$$

soit un LSF de l’ordre de 10^{-6} .

NPL : Oscillateur saphir cryogénique refroidi par bain d'hélium

En 1991, Oxborrow *et al.* [45] ont commencé à développer un nouvel oscillateur saphir cryogénique au NPL. Le résonateur se présente sous la forme d'un disque de saphir de type HEMEX de dimensions $46 \text{ mm} \times 25,1 \text{ mm}$. Le disque est maintenu coaxialement via un support en cuivre à l'intérieur d'une enceinte composée du même matériau. La géométrie du résonateur, et plus particulièrement la forme des chanfreins, a été étudiée pour obtenir la fréquence de résonance du mode WGE et du mode WGH dans une plage de fréquence de 50 MHz autour de la fréquence de la transition hyperfine du césium. Cet oscillateur était destiné à servir d'oscillateur local pour la fontaine atomique du NPL. Le mode est le suivant :

$$WGH_{9,0,0} \quad \nu_0 = 9,204 \text{ GHz} \quad Q_0 = 6,5 \times 10^8$$

L'oscillateur développé autour de ce résonateur présente une stabilité de fréquence égale à :

$$\begin{aligned} \sigma_y(1 \text{ s}) &= 5 \times 10^{-15} \\ \sigma_y(\tau) &= 4 \times 10^{-15} \text{ entre } 3 \text{ s et } 5 \text{ s (palier Flicker)} \\ &\quad 6 \times 10^{-12}/\text{jour} \end{aligned}$$

soit un LSF de $2,5 \times 10^{-6}$.

FEMTO-ST : Oscillateur saphir cryogénique refroidi par bain d'hélium

La construction d'oscillateurs saphir cryogéniques dans les locaux de FEMTO-ST a commencé en 2002 avec un concept original de cavité ouverte. Habituellement, le résonateur est hébergé dans une cavité fermée en niobium ou en cuivre. Ce type de cavité minimise les pertes par radiation et permet une meilleure stabilité thermique mais possède un désavantage non négligeable qui est la présence de nombreux modes à faibles facteurs de qualité appelés "modes de boîte". La présence de ces modes dégrade le facteur de qualité du mode WG excité et augmente sa sensibilité thermique. Afin de supprimer ces modes parasites, l'idée d'une structure ouverte a été proposée [46, 47]. Dans cette nouvelle structure, seuls les faces planes en cuivre subsistent, soutenues par des cylindres de cuivre dont la seconde fonction est de maintenir les boucles ou antennes de couplage (cf. figure 2.7). L'ensemble résonateur/cavité ouverte a été placé dans une enceinte à vide dont les parois internes sont recouvertes d'absorbant micro-onde. Cette configuration a permis l'élimination totale des modes parasites sans trop affecter les caractéristiques du mode WG excité.

Le premier oscillateur, construit sur la base d'un résonateur saphir de type HEMEX de diamètre 50 mm et de hauteur 20 mm oscille sur le mode :

$$WGH_{16,0,0} \quad \nu_0 = 11,565 \text{ GHz} \quad Q_0 = 160 \times 10^6$$

Ces caractéristiques sont données à sa température opérationnelle de 6,2 K ($\alpha = 2 \times 10^{-9}$). Les mesures de stabilité de fréquence du battement produit entre l'oscillateur et un maser à hydrogène présentent un minimum d'instabilité relative de fréquence de :

$$\sigma_y(\tau) = 1,4 \times 10^{-14} \text{ à } 128 \text{ s}$$

Les valeurs, pour les temps d'intégration inférieurs à 100 s, sont limitées par le maser à hydrogène.

La version finale de l'oscillateur utilise le mode :

$$WGH_{15,0,0} \quad \nu_0 = 10,959 \text{ GHz} \quad Q_0 = 430 \times 10^6$$

La détermination de la stabilité de fréquence est limitée sur le court terme (< 100 s) par le bruit propre du maser à hydrogène. Pour les temps d'intégration plus élevés, l'oscillateur présente une stabilité de fréquence de :

$$\sigma_y(\tau) = 7 \times 10^{-15} \text{ (palier Flicker)}$$

Cependant, le plus intéressant réside dans le fait qu'aucune dérive de fréquence n'est observable [48].

JPL : Oscillateur saphir/rubis cryogénique

Le résonateur du JPL repose sur l'association d'un disque de saphir de haute pureté de type HEMEX à un disque de cristal de rubis de mêmes dimensions. Le principe de montage est le même que pour les résonateurs ayant une compensation thermique à une température supérieure à 40 K. Un espace de 2 mm à 4 mm subsiste entre les deux disques de cristal (cf. figure 1.11). Tous ces paramètres ont été calculés pour aboutir à une compensation thermique à 10 K.

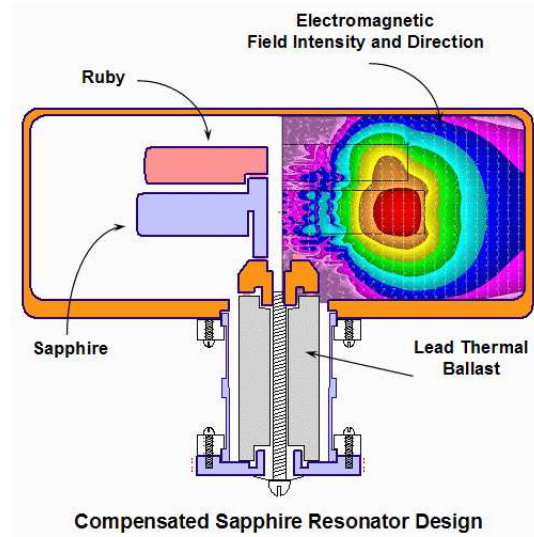


FIG. 1.11 – Structure du résonateur saphir/rubis compensé à 10 K (figure de John Dick tirée du site de la NASA)

Le résonateur a été placé dans un cryostat de petite taille et refroidi à 10 K par un cryogénérateur Gifford-MacMahon, source de vibrations mécaniques. Un système de filtrage a donc été implanté. Il consiste à isoler la tête froide du cryogénérateur via un filtre mécanique dans lequel de l'hélium gazeux sous pression est emprisonné. Le rôle de ce gaz est de transférer les frigories [49]. Le mode $WGE_{14,0,0}$ a été excité et la dépendance de la fréquence à la température a été annulée, au premier ordre, par l'effet des ions paramagnétiques Cr^{3+} localisés dans le disque de rubis. En effet, en raison de la contiguïté des deux éléments du résonateur, le champ magnétique évanescent du mode $WGE_{14,0,0}$ permet de coupler les spins des ions Cr^{3+} du rubis. Le mode $WGE_{14,0,0}$ résonne à la fréquence de 10,395 GHz, environ 1 GHz en-dessous de la fréquence de résonance du spin électronique de l'ion Cr^{3+} . Avec un couplage critique, son facteur de qualité à vide atteint une valeur proche de 10^9 à sa température opérationnelle

de 8,54 K. Le premier oscillateur saphir/rubis cryogénique, mesuré contre un maser à hydrogène, atteint une stabilité de fréquence de $2,5 \times 10^{-15}$ pour les temps d'intégration compris entre 200 s et 600 s.

La génération suivante utilise un cryogénérateur de type pulse tube [50]. La comparaison de deux oscillateurs saphir/rubis cryogéniques aboutit à une mesure de stabilité de fréquence de 1×10^{-14} @ 1 s, 2×10^{-15} @ 100 s et une dérive de fréquence de 10^{-14} /jour.

1.4.3 Oscillateur MASER

Dans tous les oscillateurs énoncés précédemment, le résonateur est utilisé dans une configuration passive contre-réactionnée avec un amplificateur. De plus, plusieurs électroniques de contrôle sont ajoutées au système. Elles sont primordiales à l'obtention des meilleures performances. L'oscillateur devient alors relativement complexe à réaliser et à mettre au point. Mais une autre configuration a été proposée par l'institut FEMTO-ST [51].

FEMTO-ST-NPL-UWA : Whispering-Gallery-mode Maser Oscillator (WhiGMO) [52]

Parmi les différentes impuretés présentes dans le cristal de saphir se trouvent les ions Fe^{3+} . Dans la matrice saphir, les ions Fe^{3+} possèdent trois niveaux d'énergie à champ magnétique nul. Aux abords de la température de l'hélium liquide, des différences de population des niveaux apparaissent. Les transitions sont permises et leurs largeurs de bande sont de quelques dizaines de MHz. Ainsi, un signal de pompage à 31,3 GHz engendre un transfert des ions fer du niveau hyperfin $|1/2\rangle$ au niveau hyperfin $|5/2\rangle$. Ensuite le niveau $|5/2\rangle$ se dépeuple par émission non radiative au profit du niveau $|3/2\rangle$. Cela crée une différence de population entre les deux plus bas niveaux $|3/2\rangle \rightarrow |1/2\rangle$, rendant possible l'amplification d'un signal à 12,05 GHz (cf. figure 1.12).

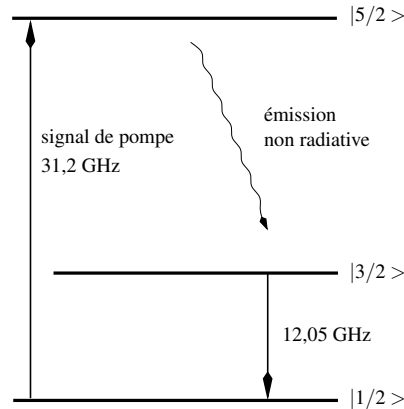


FIG. 1.12 – Représentation des niveaux d'énergie et des fréquences de transition de l'ion Fe^{3+}

Notre WhiGMO incorpore un résonateur saphir dont la fréquence du mode $WGH_{17,0,0}$ coïncide avec la fréquence de la transition $|3/2\rangle \rightarrow |1/2\rangle$. De plus, il possède un certain nombre de modes WG résonants à la fréquence de pompage de 31,3 GHz. Après quelques essais, un signal de pompe de fréquence 31,34 GHz et de puissance 2 dBm s'est avéré suffisant à la production d'un signal maser de -56 dBm, utilisable à la sortie du cryostat. Après avoir déterminé le point d'inversion du mode, le signal de sortie du maser fut directement amplifié de 70 dB et comparé à un maser à hydrogène. Les premiers résultats montrent une stabilité de fréquence meilleure que 4×10^{-14} pour les temps d'intégration inférieurs à 100 s. Mais la stabilité du maser se dégrade sur le long terme probablement dues aux conditions de mesure. Cependant, il s'agit de la première mesure de stabilité et le système n'est pas encore optimisé [53].

Plus récemment, le WhiGMO a été comparé à l'oscillateur saphir cryogénique de l'UWA. La seule modification apportée au système précédent est l'ajout d'isolateurs aux différentes entrées et sorties du maser. Le dernier résultat obtenu est une stabilité de fréquence de 1×10^{-14} pour $\tau < 100$ s [54], limitée par la chaîne de synthèse utilisée pour pouvoir comparer les deux sources.

Ce type d'oscillateur présente plusieurs avantages par rapport aux oscillateurs classiques :

- moins de composants critiques et de contrôles sont nécessaires
- il est plus simple et plus compact
- le couplage du mode n'est plus un point critique

Le potentiel du WhiGMO a été démontré mais il reste encore du temps avant qu'il n'atteigne sa maturité. De nombreux développements sont encore à apporter avant qu'il ne puisse rivaliser avec les performances des CSO à l'état-de-l'art.

1.4.4 Conclusion

Les missions spatiales de l'ESA requièrent la connaissance de la vitesse des véhicules spatiaux voyageant dans l'espace afin de les localiser dans un plan de référence. Pour effectuer la mesure de l'effet Doppler permettant d'acquérir cette donnée, un lien cohérent entre les instruments de mesure équipant le réseau de stations terrestres de l'ESA est nécessaire. Ainsi chaque appareil est synchronisé sur une même référence de fréquence. Mais les instabilités relatives de fréquence de ces horloges dégradent la mesure.

L'exigence pour une mission dans l'espace lointain, est une précision de mesure de 0,1 mm/s. De cette précision de mesure découle une limite théorique de stabilité de fréquence de $\sigma_y(\tau) = 3 \times 10^{-15}$ pour des temps d'intégration $\tau \in [1 - 1000]$ s. Mais les instabilités relatives de fréquence des horloges actuelles, combinant un quartz ultra-stable et un maser à hydrogène, sont trop élevées pour atteindre cette limite. L'ESA souhaite donc actuellement améliorer les performances court terme des sources de fréquence équipant son réseau de stations terrestres.

A ce jour, seuls les oscillateurs intégrant un résonateur saphir refroidi à la température de l'hélium liquide permettent d'atteindre de tels résultats (cf. tableau 1.2). Mais leurs performances ultimes ont été démontrées lorsque le résonateur est refroidi dans un bain d'hélium liquide contenu dans un cryostat. Cependant, l'hélium liquide s'évapore rapidement et entraîne un remplissage fréquent et cette maintenance perturbe la stabilité l'oscillateur. Pour une mission pouvant durer plusieurs mois, cette technologie est inacceptable pour l'ESA. Pour remédier à ce problème, le résonateur peut être refroidi en cryogénérateur dont l'autonomie est de 2 ans. Mais ce système de refroidissement engendre des vibrations mécaniques préjudiciables à la stabilité de fréquence. Un prototype a été construit par le JPL incorporant cette technologie cryogénique. Malgré un système de filtrage des vibrations, ces performances restent inférieures à la limite de stabilité de fréquence requise.

Il rest encore à prouver qu'un oscillateur saphir cryogénique employant un cryogénérateur peut atteindre une stabilité de fréquence $\sigma_y(\tau) = 3 \times 10^{-15}$ pour des temps d'intégration $\tau \in [1 - 1000]$ s...

Oscillateurs	Q_0	Meilleures Stabilités	LSF	Dérive par jour	Température
Thermo. Comp. 87 K (JPL)	4×10^6	7.5×10^{-14}	1.5×10^{-7}	2×10^{-8}	B.A.L
Thermo. Comp. 87 K (FEMTO)	$3,6 \times 10^6$	9×10^{-13}	2×10^{-6}	2×10^{-8}	B.A.L
Saphir-rutile (UWA/Xlim/FEMTO)	6×10^6	3×10^{-13}	6×10^{-7}	3×10^{-9}	B.A.S
TiO ₂ (FEMTO)	5×10^6	1×10^{-13}	2.3×10^{-7}	2×10^{-12}	P.T
Ti ³⁺ dopé (UWA/FEMTO)	5×10^6	7×10^{-14}	1.7×10^{-7}	8×10^{-11}	P.T
Dual Mode (UWA)	80×10^6	5×10^{-14}	2×10^{-6}	1×10^{-9}	B.A.S
Thermo. Comp. (JPL)	140×10^6	5×10^{-14}	2×10^{-6}	3×10^{-11}	P.T
Helium (FEMTO)	7×10^8	7×10^{-15}	5×10^{-6}	$\leq 2 \times 10^{-14}$	He L.
Helium (NPL)	1×10^9	4×10^{-15}	2×10^{-6}	$\approx 1 \times 10^{-13}$	He L.
Saphir-rubis (JPL)	1×10^9	2×10^{-15}	1×10^{-6}	$\approx 1 \times 10^{-13}$	P.T
Helium (NMIJ)	1×10^9	6×10^{-16}	7×10^{-7}	$\approx 2 \times 10^{-15}$	He L.
Helium (UWA)	1×10^9	6×10^{-16}	7×10^{-7}	$\approx 2 \times 10^{-15}$	He L.
Saphir-Rubis Maser(JPL)	2×10^9	8×10^{-15}	8×10^{-7}	?	He L.
WhiGMO(FEMTO/NPL/UWA)	1×10^9	1×10^{-14}	5×10^{-6}	?	He L.

TAB. 1.2 – Les oscillateurs saphir dans le monde

- B.A.L : Bain d'Azote Liquide
- B.A.S : Bain d'Azote Solide
- P.T : cryogénérateur de type Pulse Tube
- He L. : Bain d'Helium Liquide

Chapitre 2

Le résonateur saphir

La pièce maîtresse des oscillateurs saphirs cryogéniques est décrite dans ce chapitre.

Nous verrons pourquoi les résonateurs saphirs permettent le développement d'oscillateur ultrastable. Pour cela, nous introduirons le matériau saphir et sa qualité principale qui fait de lui le matériau présentant les plus faibles pertes diélectriques dans le domaine micro-onde. Nous continuerons avec une description des modes particuliers excités dans le résonateur permettant l'obtention de facteur de qualité de l'ordre de 10^9 à la température de l'hélium liquide et de la méthode de couplage de ces modes.

Nous présenterons nos résonateurs saphirs nommés Elisa et Alizée en commençant par leur dimensionnement et en terminant par la validation de leurs performances.

2.1 Résonateur saphir à modes de galerie : rappels

2.1.1 Le monocristal saphir

Le saphir (Al_2O_3) est le matériau présentant les plus faibles pertes diélectriques dans le domaine des fréquences micro-ondes [55]. Ces pertes sont représentées par la tangente de pertes $\tan \delta$, qui est directement reliée à la permittivité diélectrique du matériau $\epsilon = \epsilon' - j\epsilon''$:

$$\tan \delta = \frac{\epsilon''}{\epsilon'} \quad (2.1)$$

Elle est représentée comme une fonction de la température. Plusieurs tangentes de pertes sont tracées sur la figure 2.1 pour différentes qualités de cristaux [56].

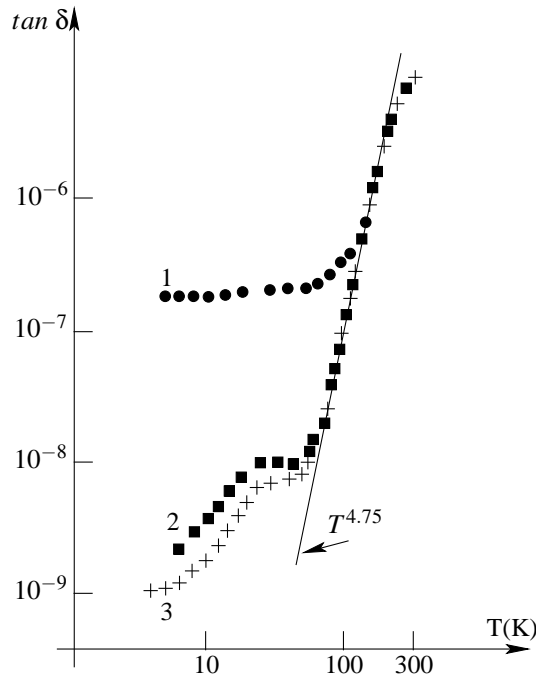


FIG. 2.1 – Evolution des pertes diélectriques pour différentes qualités de cristaux en fonction de la température : 1-Verneuil, 2-Czockralski, 3-HEMEX (Heat Exchanger Method).

On note que les pertes diélectriques chutent de manière drastique vers les basses températures pour un cristal de qualité HEMEX. Il en résulte un stockage durable de l'énergie au sein du résonateur pour les basses températures, ce qui se traduit par une nette augmentation du facteur de qualité.

Le cristal de saphir est anisotrope. Dans un repère cartésien où l'axe z est parallèle à l'axe c du cristal, la permittivité diélectrique relative $[\epsilon]$ du saphir s'écrit sous forme matricielle :

$$\epsilon = \begin{bmatrix} \epsilon_{\perp} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{\parallel} \end{bmatrix}$$

Les valeurs de la permittivité diélectrique sont fonctions de la température et sont relativement faibles à température ambiante [57] ($\epsilon_{\perp} \approx 9,39$ et $\epsilon_{\parallel} \approx 11,6$). Dans ce cas, l'emploi d'un mode $TE_{01\delta}$ est inapproprié car une part non négligeable de l'énergie se trouve à l'extérieur du cristal. Le coefficient de

surtension est alors limité par les pertes sur les parois de la cavité où est placé le résonateur [58]. La solution à ce problème est d'utiliser des modes de résonances d'ordres élevés appelés mode de galerie ou "whispering gallery modes" en anglais (mode *WG*) qui seront décrits dans le paragraphe suivant. Le facteur de qualité à vide Q_0 est alors pratiquement limité par la seule tangente de pertes du matériau :

$$Q_0 = \frac{1}{\tan \delta} \quad (2.2)$$

Ainsi Q_0 peut atteindre 10^9 à la température de l'hélium liquide (4,2 K).

En conclusion, le saphir est la solution idéale pour des références de fréquence de haute qualité. Plusieurs techniques de croissance de saphir de haute pureté existent : Verneuil [59], Czochralsky [60] et HEMEX [61] par ordre croissant de qualité. C'est cette dernière technique qui a été employée pour fabriquer nos cristaux.

2.1.2 Modes de galerie

C'est au début du XX^{ième} siècle que John William Strutt Lord Rayleigh met en valeur le phénomène des modes de galerie en décrivant la propagation d'ondes sonores sur des modes d'ordres élevés dans la cathédrale Saint Paul à Londres [62]. Par la suite, il en a ébauché les principes mathématiques, un premier pas vers leur résolution mathématique dans des structures résonantes traditionnelles [63].

Les modes de galerie sont divisés en deux familles distinctes :

- les modes de galerie quasi-transverse électrique (*WGE*)
- les modes de galerie quasi-transverse magnétique (*WGH*)

Un mode *WGE* est caractérisé par un champ magnétique essentiellement axial et un champ électrique transverse. A l'inverse un *WGH* possède un champ électrique essentiellement axial et un champ magnétique transverse comme le montre la figure 2.2.

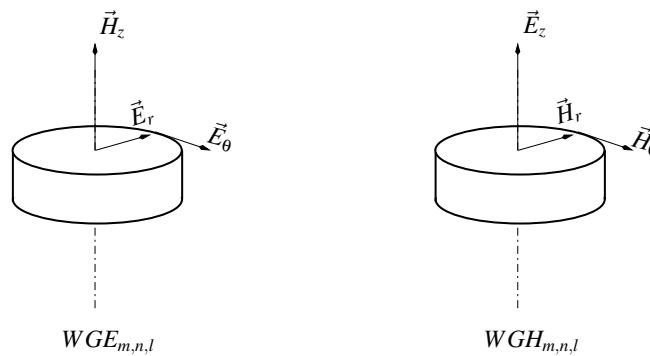


FIG. 2.2 – Composantes principales du champ électro-magnétique pour les deux familles de mode de galerie

Les indices m , n et l représentent respectivement les variations azimutales, radiales et axiales du champ magnétique ou électrique [64]. Seuls les modes *WG* avec un indice radial et axial faible présentent un fort facteur de qualité à une fréquence donnée. C'est pour cela que les modes utilisés sont les modes $WGH_{m,0,0}$ ou $WGE_{m,0,0}$.

2.1.3 Géométrie du résonateur

Le résonateur se présente comme une pièce cylindrique de cristal de saphir dont le diamètre est généralement compris entre 30 et 50 mm et la hauteur entre 10 à 30 mm pour une application dans la bande X (cf. section 1.4). A cette première géométrie vient s'ajouter un moyen de maintien à la cavité dans laquelle sera placé le résonateur (cf. section 2.1.5). Ce système ne doit pas, ou très peu, affecter la structure des champs électromagnétiques et permettre un lien thermique entre la source froide et le résonateur. Deux techniques existent :

- la première consiste à usiner un trou traversant l'axe du résonateur. Celui-ci étant placé au centre de la pièce résonante, il n'interfère aucunement sur l'arrangement des champs électromagnétiques confinés à proximité de l'interface air diélectrique (cf. section 2.1.4). Par contre, les contraintes mécaniques engendrées par le serrage déforment légèrement le résonateur à basse température ce qui se traduit par une variation de la fréquence de résonance.
- la seconde méthode propose un maintien du résonateur par l'intermédiaire d'un appendice conservé sur le cylindre principal. Lors de l'usinage du résonateur, une tige de saphir est conservée sur une ou chaque face plane du résonateur. Ses dimensions restent faibles par rapport au cylindre de saphir principal. Son influence sur la structure des champs électromagnétiques est très faible et cette solution permet de réduire les contraintes mécaniques appliquées sur le résonateur.

C'est cette dernière méthode qui a été retenue pour le projet car elle minimise les effets préjudiciables à la stabilité long terme. La figure 2.3 représente la géométrie générale de nos résonateurs saphirs.

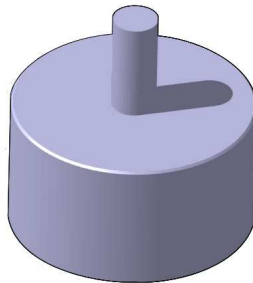


FIG. 2.3 – Représentation 3D (logiciel Catia) du résonateur saphir

2.1.4 Modélisation des champs électromagnétiques

Le dimensionnement du résonateur nécessite une modélisation rigoureuse des champs électromagnétiques dans la structure du saphir. Mais la nature tensorielle de la permittivité relative du saphir, due à son caractère anisotrope, rend complexe la modélisation des champs. Plusieurs modèles ont été développés. On distingue principalement la méthode par éléments finis et la méthode des “modes matching” (ou de raccordement modal).

Méthode par éléments finis : elle passe par un maillage de la structure résonante permettant de la discrétiser à l'aide d'éléments simples comme, par exemples, des triangles pour une structure à deux dimensions ou des tétraèdres pour une structure à trois dimensions. L'interpolation est réalisée à l'aide de polynômes de Nédélec. Les conditions aux limites étant fixées sur la paroi de la structure, la résolution peut alors se faire par calcul du champ magnétique en assurant la continuité des composantes du champ aux interfaces de deux milieux de permittivités différentes.

Méthode de raccordement modal ou des “modes matching” : elle prévoit avec précision la fréquence et le coefficient de surtension des différents mode WG. Cette méthode a été développée à l'institut par Di Monaco [65]. Son principe est de diviser la structure cavité/saphir en trois régions homogènes comme le montre la figure 2.4.

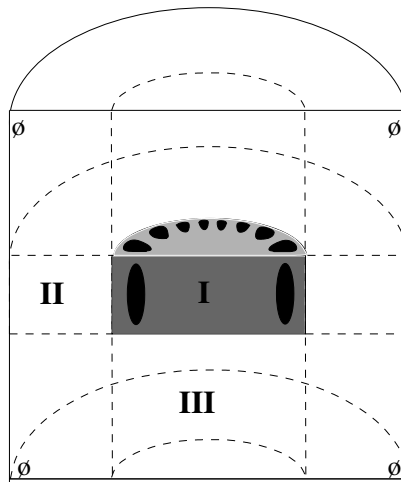


FIG. 2.4 – Découpage du résonateur en zones de champs satisfaisant les conditions aux limites

Dans chacune de ces régions, le champ électromagnétique est exprimé en fonction des modes propres de la structure cylindrique. Les différentes composantes de champs (électrique et magnétique) dans chacune des régions sont alors exprimées à l'aide de coefficients en amplitude inconnus. Ces coefficients sont obtenus en appliquant les conditions de raccordement (conditions aux interfaces) des composantes de champ entre régions adjacentes et les conditions aux limites sur les parois métalliques. Cette méthode de raccordement aboutit à un système d'équations caractéristiques permettant d'établir numériquement les fréquences de résonance du cristal. Une représentation du champ électrique E_z suivant l'axe cylindrique du résonateur pour un mode $WGH_{16,0,0}$ est visible en figure 2.5.

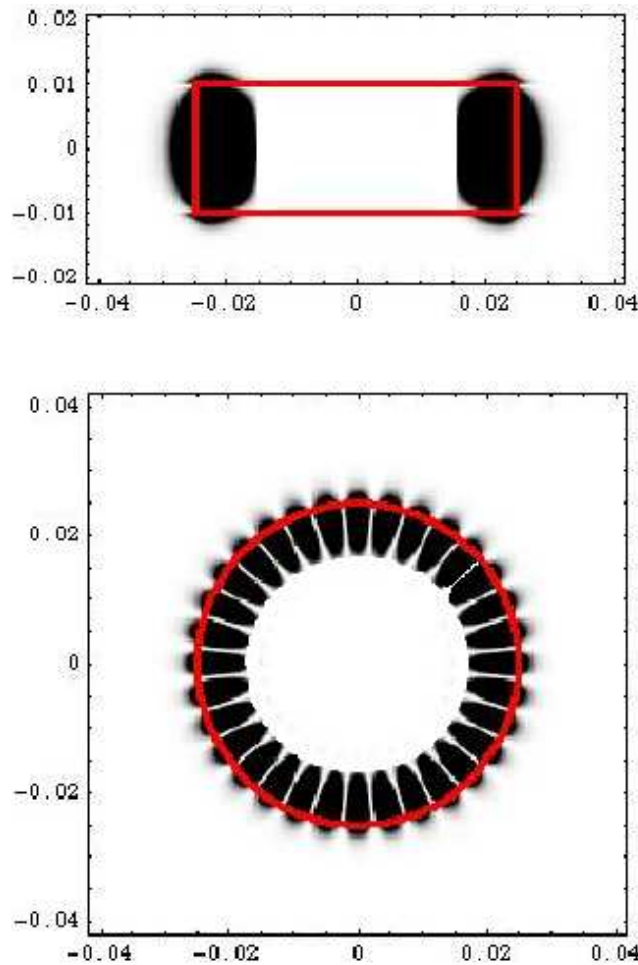


FIG. 2.5 – Intensité du champ électro-magnétique pour un mode $WGH_{16,0,0}$ dans le plan équatorial et axial du résonateur saphir (axes en mètre)

On remarque que l'énergie électromagnétique est confinée à proximité de l'interface air-diélectrique. De plus, dans la direction azimutale, les composantes de champ présentent une périodicité. Un mode WG d'indice m montre $2m$ ventres sur le périmètre du résonateur. Pour un mode $WGH_{m,0,0}$ les lignes de champ magnétique forment $2m$ "pétales".

2.1.5 Introduction au "design" mécanique

Le résonateur est placé au centre d'une cavité métallique. Elle permet un lien thermique entre la pièce de saphir et la source froide ou encore le maintien des sondes de couplage. Les matériaux utilisés pour sa conception sont le cuivre ou le niobium qui sont des matériaux supraconducteurs.

On distingue deux types de cavité : la cavité fermée et la cavité ouverte respectivement représentées en figures 2.6 et 2.7.

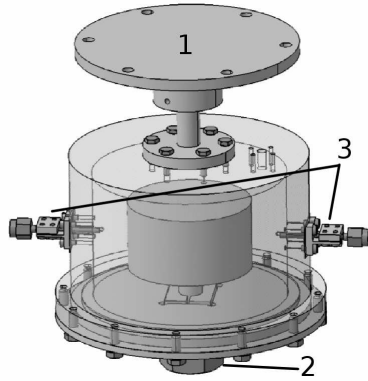


FIG. 2.6 – Cavité fermée



FIG. 2.7 – Cavité ouverte

Elles se composent :

1. d'un doigt froid permettant le lien thermique entre la source froide et l'ensemble résonant. C'est aussi sur cette pièce mécanique que sont placées la sonde de température et la sonde chauffante nécessaire à la régulation thermique.
2. d'un support dédié au maintien du résonateur et à la transmission des frigories nécessaire à son refroidissement.
3. d'un moyen de fixation des sondes de couplage.

La cavité fermée : elle assure en premier lieu un blindage thermique efficace du résonateur constitué par les parois de cuivre ou de niobium. Mais son intérêt principal réside dans la limitation des pertes énergétiques par radiation. En effet, l'énergie électromagnétique est confinée à l'intérieur de la cavité. Un tel phénomène facilite l'obtention de fort facteur de qualité. Cependant, cet avantage devient un inconvénient lorsqu'on s'intéresse aux modes parasites. Le fait que toute l'énergie soit contenue dans la cavité permet au mode de faible facteur de qualité de survivre au sein du système résonant. Si ces derniers sont fortement couplés, ils peuvent rendre difficile voire impossible l'utilisation du mode principal.

La cavité ouverte : en réponse à ce problème, un concept de cavité ouverte [47] a été proposé et investi au sein de l'institut FEMTO-ST lors des travaux de thèse de Pierre-Yves Bourgeois [51]. Dans cette structure, la paroi cylindrique est remplacée par de l'absorbant micro-onde. Les modes dont l'énergie n'est que très peu ou pas confinée dans le diélectrique sont effacés du spectre par l'absorbant. Seuls subsistent les résonances principales. Cependant, l'absorbant micro-onde, présent en grande quantité dans ce système, héberge des impuretés essentiellement constituées d'eau. Lors du refroidissement, ses impuretés migrent de l'absorbant à la pièce la plus froide du système, c'est-à-dire le résonateur. La propreté de ses surfaces est un critère important, intervenant sur la valeur du coefficient de surtension par conséquent cette pollution dégrade ce dernier. La méthode cavité ouverte n'est donc pas adaptée à notre objectif qui nécessite un fort facteur de qualité en charge. Mais elle sera utilisée lors du premier refroidissement de nos résonateur facilitant la reconnaissance des modes *WG* à basse température due à l'absence de pollution.

Chacune de ces technologies sera employée au cours de ces travaux.

Nettoyage du résonateur saphir : avant de placer le saphir dans la cavité, ce dernier subit un nettoyage minutieux. Il se fait à l'aide d'un bain de mélange piranha qui se compose de peroxyde d'hydrogène (H_2O_2), plus communément appelé eau oxygénée, et d'acide sulfurique (H_2SO_4). Cet acide permet de dissoudre les résidus organiques localisés sur les surfaces du cristal. Dans notre cas, le ratio entre chaque solution est de 1 volume d'acide sulfurique pour un volume de peroxyde d'hydrogène. Le résonateur est plongé dans la solution d'acide peroxisulfurique pendant 10 minutes, puis longuement rincé à l'eau déminéralisée et enfin séché à l'azote sec.

2.1.6 Etude du mode de couplage

Le résonateur saphir est utilisé en transmission dans nos oscillateurs comme le montre la figure 2.8.

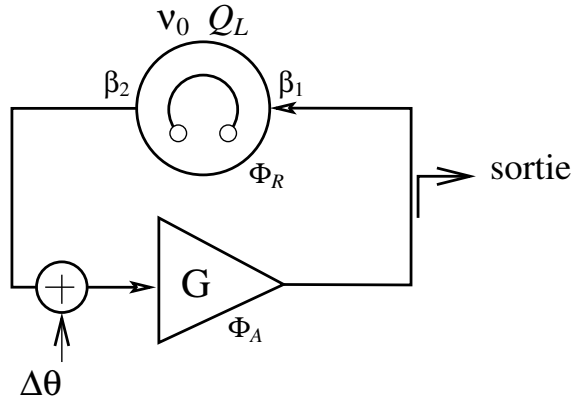


FIG. 2.8 – Schéma de principe de l'oscillateur simple

Il est couplé avec le circuit d'entretien par deux accès, numérotés 1 pour l'entrée et 2 pour la sortie. Chaque accès est caractérisé par un coefficient de couplage β_i , où i correspond au numéro du port d'accès. Ce coefficient est défini comme le rapport des pertes du circuit extérieur et des pertes intrinsèques du résonateur :

$$\beta_i = \frac{Q_0}{Q_{ext}} = \frac{\text{Pertes extérieures}}{\text{Pertes internes du résonateur}} \quad (2.3)$$

Les pertes internes du résonateur sont directement liées à la tangente de pertes du matériau, donc à Q_0 . Il est ainsi possible de définir le facteur de qualité en charge Q_L en fonction de Q_0 et β_i . On obtient alors en transmission :

$$Q_L = \frac{Q_0}{1 + \beta_1 + \beta_2} \quad (2.4)$$

De manière expérimentale, les coefficients de couplage sont déterminés par la mesure des paramètres S de chaque port à l'aide d'un analyseur de réseaux. La figure 2.9 représente l'allure générale de l'amplitude et de la phase des paramètres S en transmission (S_{21} ou S_{12}) et en réflexion (S_{11} ou S_{22}) autour de la fréquence de résonance ν_0 .

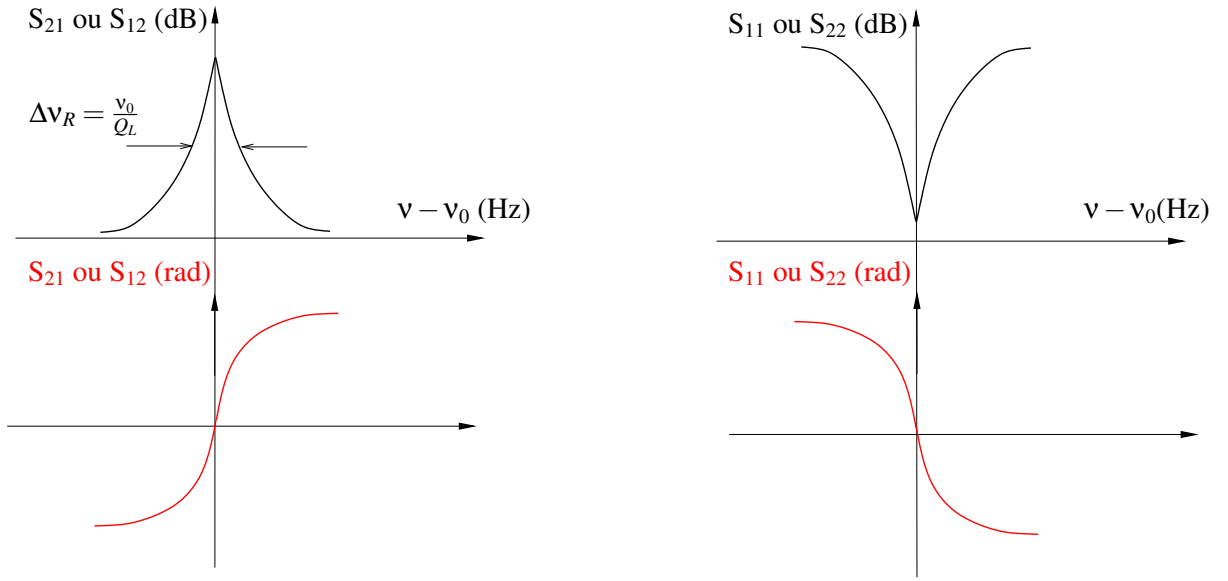


FIG. 2.9 – Coefficients de transmission et de réflexion

Si l'on s'intéresse à l'argument de S_{21} et de S_{11} , qui s'écrivent comme

$$\text{Arg } S_{21} = \Phi_R = \frac{2Q_L}{v_0} (v - v_0) \quad \text{et} \quad \text{Arg } S_{11} = \frac{2Q_L}{v_0} (v - v_0) \quad \text{pour} \quad |v - v_0| \ll \frac{v_0}{2Q_L} \quad (2.5)$$

nous constatons que toutes les fluctuations de phases $\Delta\theta$ provenant de l'électronique d'entretien engendrent des fluctuations de fréquence de l'oscillateur Δv dans la bande passante du résonateur. En effet, un oscillateur va entrer en oscillation lorsque celui-ci satisfait les conditions de Barkhausen :

$$|S_{21}|_{\text{dB}} + G_{\text{amplificateur}} \geq 0 \text{ dB} \quad (2.6)$$

$$\Phi_R + \Phi_A = 0 + 2k\pi \text{ rad} \quad (2.7)$$

Φ_R étant la phase du résonateur et Φ_A la phase de la boucle d'entretien. Supposons l'oscillation obtenue à $v = v_0$, nous obtenons alors

$$\Phi_R = 0 \quad \Rightarrow \quad \Phi_A = 0 \quad (2.8)$$

Maintenant ajoutons une perturbation $\delta\theta$ dans la boucle d'entretien. Dans ce cas

$$\Phi_A = \delta\theta \quad \Rightarrow \quad \Phi_R = -\delta\theta \quad (2.9)$$

injecté dans l'équation 2.5, nous obtenons la formule de Leeson

$$v_0 - v = \Delta v = \left(\frac{v_0}{2Q_L} \right) \Delta\theta \quad (2.10)$$

A partir de cette équation, nous comprenons que l'influence de toutes les sources de bruit de phase dans la boucle sera minimisée en maximisant le facteur de qualité Q_L . D'autre part, il convient de chercher à minimiser les perturbations de phase $\Delta\theta$. Afin d'optimiser la stabilité de fréquence, les perturbations $\Delta\theta$ doivent être corrigées par l'intermédiaire d'un circuit annexe appelé détecteur de Pound, schématisé en figure 2.10 (description plus détaillée en section 3.2.2).

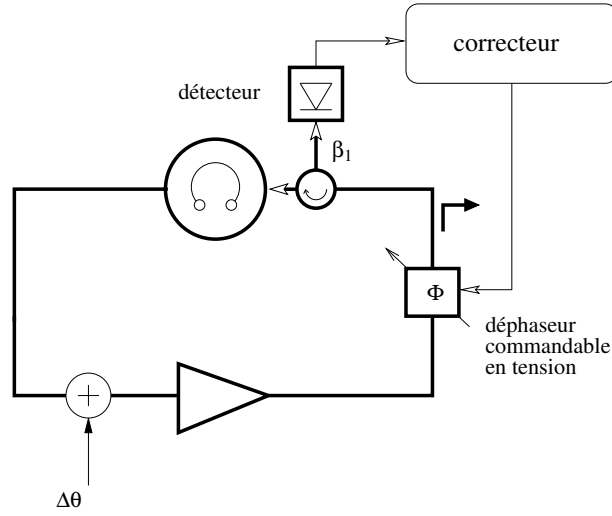


FIG. 2.10 – Principe simplifié de correction des fluctuations de phase dans la boucle d'oscillation

De manière simple, le correcteur de Pound utilise le signal réfléchi par le résonateur pour verrouiller la fréquence de la boucle d'entretien sur la résonance ν_0 du résonateur. La sensibilité du correcteur est maximale lorsque le coefficient de couplage en entrée $\beta_1 = 1$. A partir de l'équation 2.4, nous déduisons que le coefficient de surtension en charge atteint une valeur optimale lorsque $\beta_2 = 0$. Mais cela est impossible en pratique. Il nous faut alors minimiser β_2 de manière à s'assurer que les pertes d'insertion seront compensées par le gain de l'amplificateur et que le facteur de qualité satisfera la condition $Q_L > 330 \times 10^6$. Un couplage optimal se résume donc à

$$\beta_1 = 1 \quad \text{et} \quad \beta_2 \ll 1 \quad (2.11)$$

La mesure des paramètres S_{11} et S_{22} (en amplitude) permet de remonter à la valeur de β_1 et β_2 . Dans le cas d'un résonateur sous-couplé ($\beta_1 < 1$), on obtient :

$$\beta_1 = \frac{1 - |S_{11}|}{|S_{11}| + |S_{22}|} \quad (2.12)$$

$$\beta_2 = \frac{1 - |S_{22}|}{|S_{11}| + |S_{22}|} \quad (2.13)$$

Ou, dans le cas d'un résonateur sur-couplé ($\beta_1 > 1$)

$$\beta_1 = \frac{1 + |S_{11}|}{-|S_{11}| + |S_{22}|} \quad (2.14)$$

$$\beta_2 = \frac{1 + |S_{22}|}{|S_{11}| - |S_{22}|} \quad (2.15)$$

On définit également le coefficient de transmission du résonateur S_{21} (ou S_{12}) par l'intermédiaire de β_1 et β_2 comme suit :

$$S_{21} = \frac{2\sqrt{\beta_1\beta_2}}{1 + \beta_1 + \beta_2} \quad (2.16)$$

Méthode d'ajustement du couplage

L'échange d'énergie avec l'extérieur se fait via des sondes coaxiales : antennes ou boucles magnétiques. Leur position et orientation par rapport à celle du résonateur définissent la famille de modes excités. Deux exemples de configuration sont représentés en figure 2.11.

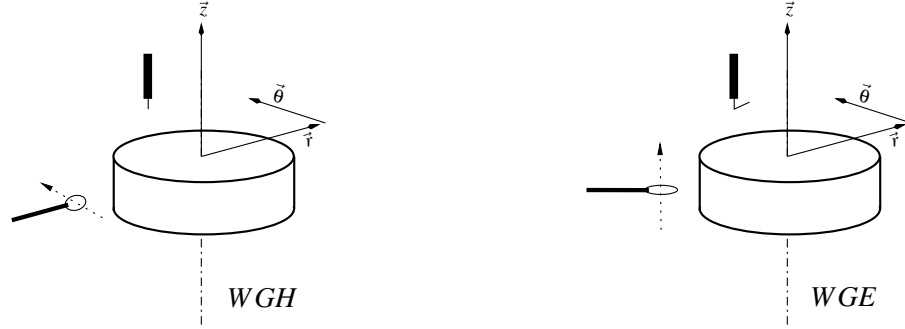


FIG. 2.11 – Exemple d'excitation d'une famille de modes

Ajustement préliminaire des sondes de couplage à température ambiante

L'ajustement des sondes de couplage est une étape critique dans la conception d'un oscillateur saphir cryogénique. Malheureusement, il ne peut se faire qu'à température ambiante alors que nous recherchons un couplage optimal à la température de l'hélium liquide. Cependant, une loi nous fournit une estimation du coefficient de couplage en entrée à obtenir à température ambiante.

Comme le couplage augmente durant le refroidissement, tout comme le facteur de qualité à vide, nous pouvons estimer la valeur de β_1 à température ambiante à partir de la relation suivante :

$$\frac{\beta_1^{4,2\text{ K}}}{\beta_1^{300\text{ K}}} = \frac{Q_0^{4,2\text{ K}}}{Q_0^{300\text{ K}}} \quad (2.17)$$

Si nous admettons qu'à 4,2 K le facteur de qualité atteint 1×10^9 et qu'à température ambiante il est de l'ordre de 2×10^5 (valeurs typiques), nous déduisons que le coefficient de couplage sera multiplié par 5 000. Dans le but d'atteindre $\beta_1^{4,2\text{ K}} = 1$, $\beta_1^{300\text{ K}}$ doit être ajusté à 2×10^{-4} . D'après l'équation 2.14, on détermine S_{11} avec :

$$S_{11} = \frac{1 - \beta_1}{1 + \beta_1} \quad (2.18)$$

cela revient à $S_{11} = 0,9996$ soit $-3,5 \times 10^{-3}$ dB. Ce qui est proche de la limite de résolution de l'analyseur de réseaux.

L'ajustement des sondes de couplage consiste en trois étapes :

- la position angulaire relative au résonateur des sondes est ajustée à 180° . Cela revient à exciter l'ensemble des modes de la même famille présents dans le résonateur.
- les sondes sont placées à proximité du saphir pour exciter les modes d'ordre élevé dont l'énergie est profondément confinée dans le saphir. Il devient donc aisé d'observer les modes en observant le module de $|S_{21}|$ par l'intermédiaire de l'analyseur de réseaux et de localiser le mode désiré.
- les sondes sont reculées par rapport au résonateur afin d'obtenir le coefficient de réflexion en entrée calculé et un coefficient de réflexion en sortie faible pour le mode principal.

Fréquemment, le réglage de la position des sondes de couplage nécessite plusieurs cycles de refroidissement/réchauffement du résonateur avant d'atteindre un couplage critique.

Refroidissement à 4,2 K

Après refroidissement du résonateur saphir, nous entreprenons la mesure des paramètres S permettant de calculer les coefficients de couplages β_1 et β_2 . Pour cela, nous procédons comme suit :

- recherche du mode principal en observant le module de S_{21} . Pour avoir un ordre d'idée de sa fréquence de résonance, nous prenons pour base les résultats tirés de la simulation par "mode matching" exposée précédemment.
- mesure des pertes d'insertion à la résonance et du facteur de qualité en charge.
- mesure du coefficient de réflexion.
- détermination du type de couplage : sous-couplé ou sur-couplé.

Cette dernière étape nous permet de déterminer l'équation à employer pour le calcul des coefficients de couplage. Elle se fait en observant l'abaque de Smith du coefficient de réflexion en entrée S_{11} . La figure 2.12 montre les courbes observées pour chaque cas.

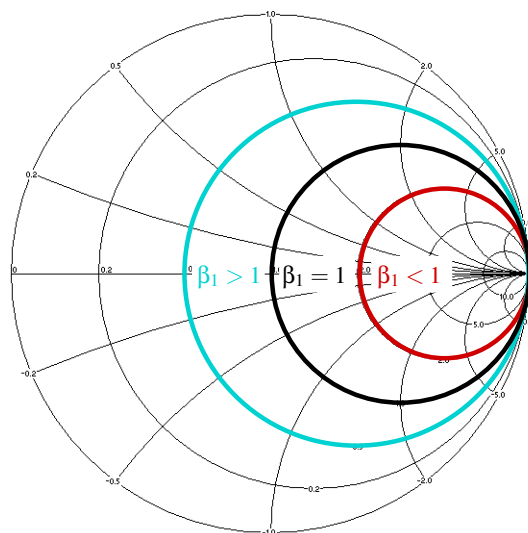


FIG. 2.12 – Abaque de Smith du coefficient de réflexion en entrée S_{11} pour les trois cas de couplage

La dégénérescence des modes de résonance

La dégénérescence des modes est un phénomène commun à toute structure résonante à symétrie cylindrique. Cette dégénérescence est levée lorsqu'une imperfection brise la symétrie cylindrique. Les différentes résonances sont alors dédoublées. Dans notre cas, ce dédoublement s'observe à basse température et est particulièrement préjudiciable à l'utilisation de résonateur saphir à mode de galerie. Une étude de la dégénérescence dans les résonateurs à mode de galerie est donnée en [66].

Par exemple, pour un mode $WGH_{m,0,0}$, la résolution des équations de Maxwell indique que la composante H_θ s'écrit :

$$H_\theta \propto \begin{cases} \sin m\theta \\ \cos m\theta \end{cases} \quad (2.19)$$

Il existe donc deux polarisations orthogonales pour le même nombre azimutal m . Ces polarisations sont désignées par $WGH_{m,0,0}^-$ et par $WGH_{m,0,0}^+$ appelés modes jumeaux. Les motifs des modes sont identiques mais déphasés de $\frac{\pi}{2m}$. Les lignes de champ magnétique des modes jumeaux, dans le plan équatorial du résonateur, sont représentées en figure 2.13 pour $m = 6$.

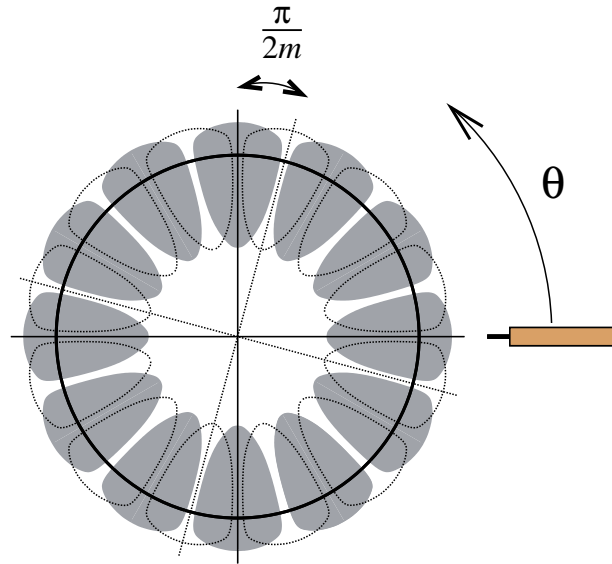


FIG. 2.13 – Lignes de champ magnétique dans le plan équatorial du résonateur pour les modes jumeaux $WGH_{m,0,0}^-$ et $WGH_{m,0,0}^+$. L'origine des angles est arbitraire. Il est généralement défini par le plan de la sonde de couplage d'entrée

Dans le cas idéal (figure 2.14 de gauche), la sonde d'entrée constitue la perturbation géométrique principale et le "pétale" du mode vient naturellement s'aligner avec la sonde. Le maximum de H_θ se situe donc dans le plan de cette dernière et la sonde de sortie, qui se situe à 180° , se situe sur un unique maximum de champ. Mais les résonateurs actuels montrent des imperfections comme des défauts de surface ou une inhomogénéité des propriétés du matériau. Ces perturbations deviennent dominantes à basse température par rapport à celles apportées par la sonde d'entrée. Le maximum de H_θ vient alors s'aligner sur la perturbation du saphir (figure 2.14 de droite) et la sonde de sortie se trouve dans une position comprise entre les deux maxima et détecte le champ de chacun des modes jumeaux.

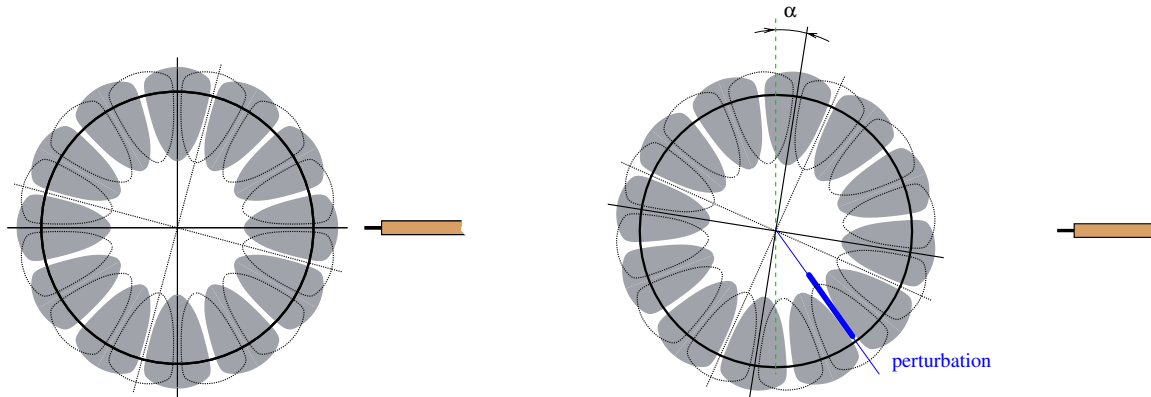


FIG. 2.14 – Lignes de champ magnétique dans le plan équatorial du résonateur, pour les modes jumeaux $WGH_{6,0,0}^-$ et $WGH_{6,0,0}^+$ lorsque la perturbation engendrée par la sonde d'entrée est dominante (à gauche) et lorsque la perturbation du saphir est dominante (à droite). Les allures du champ sont alignées à la perturbation principale. A basse température le dessin du champ est décalé du plan de la sonde de couplage d'un angle inconnu α

Dans le cristal de saphir HEMEX, où la proportion de défauts est minime, le décalage de fréquence est faible, typiquement 10 kHz. Sachant que le facteur de qualité est de l'ordre de 1×10^5 à température ambiante (ce qui revient à une bande passante $50 \text{ kHz} \leq \delta\nu \leq 100 \text{ kHz}$), il est impossible de distinguer la dégénérescence étant donnée que le décalage de fréquence des deux modes est inférieur à la bande passante du résonateur. Par contre, lorsque le résonateur est refroidi à température cryogénique et que le facteur de qualité augmente ($10 \text{ Hz} \leq \delta\nu \leq 100 \text{ Hz}$), les modes jumeaux apparaissent clairement.

Leurs pertes d'insertion dépendent maintenant de la position des sondes de couplages par rapport à la perturbation principale affectant la structure du résonateur. Du fait de leur proximité, chacun des modes jumeaux peut entrer en oscillation avec la boucle d'entretien si ces derniers présentent des pertes d'insertion équivalentes. Cela provoque des sauts de modes de l'oscillateur. Il est donc nécessaire de supprimer un des modes jumeaux.

Généralement, l'allure du mode effectue une rotation lors du refroidissement et reste aligné sur la perturbation principale à une température fixée. Un tel phénomène rend difficile l'ajustement du couplage du résonateur à une position optimale. Cependant, les informations tirées du premier refroidissement nous renseignent sur la valeur de l'angle α . Il est donc possible de le corriger en effectuant une rotation du résonateur saphir, sans changer la structure de couplage avant la prochaine descente en température.

Suppression du mode jumeau : pour cela, les valeurs du coefficient de couplage en entrée β_1 de chaque mode constituent notre point de départ. En effet, le coefficient de couplage est relié à la puissance dissipée dans la charge externe, comparée avec la puissance interne dissipée. Il est donc proportionnel au carré de l'amplitude du champ magnétique. Pour les modes jumeaux, nous pouvons alors écrire :

$$\beta_1^- \propto \sin^2 m\theta \quad \text{et} \quad \beta_1^+ \propto \cos^2 m\theta \quad (2.20)$$

L'origine de l'angle θ correspond à la position de la perturbation principale.

La figure 2.15 représente la variation des deux fonctions $\sin^2 m\theta$ et $\cos^2 m\theta$ et la position inconnue actuelle de la sonde d'entrée.

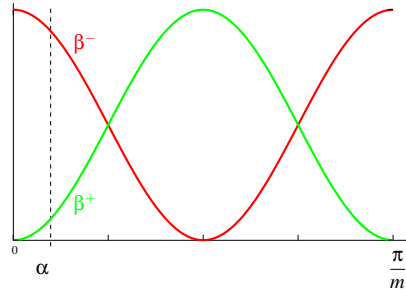


FIG. 2.15 – Coefficients de couplage pour chaque mode jumeau en fonction de la position angulaire de la sonde. α représente notre position actuelle

Il nous faut effectuer une rotation du saphir pour que l'angle α coïncide avec un maximum. On obtient alors :

$$\tan m\alpha = \sqrt{\frac{\sin^2 m\theta}{\cos^2 m\theta}} = \sqrt{\frac{\beta_1^-}{\beta_1^+}} \quad (2.21)$$

Ou encore :

$$\alpha = \frac{1}{m} \arctan \sqrt{\frac{\beta_1^-}{\beta_1^+}} \quad (2.22)$$

De cette équation, nous déterminons l'angle de rotation que doit subir le résonateur. Mais rien ne nous permet de déterminer le sens amenant à la suppression du mode choisi. Dans le cas le plus défavorable, un autre cycle thermique sera nécessaire.

Méthodes de suppression des modes parasites : l'ensemble des modes parasites se compose de modes *WG* hybrides autres que les modes $(m, 0, 0)$, ou encore de modes de résonance de la cavité appelés mode de boîte. Leur présence perturbe fortement l'oscillateur. Par exemple, ils peuvent rendre difficile, voir impossible, la mise en oscillation du système sur le mode opérationnel si ces derniers affichent des pertes d'insertion inférieures à celle du mode principal. Ou encore, ces modes peuvent induire une dégradation du coefficient de surtension du mode opérationnel et augmenter sa sensibilité à des perturbations extérieures tels que les fluctuations de température. Il est donc primordial d'effacer les modes parasites du spectre du résonateur.

Plusieurs méthodes de sélection modale ont été expérimentées lors de travaux passés ou lors de ces travaux de thèse :

- le dépôt de ligne métallique sur la surface du disque proposée par Di Monaco et al [23, 67]. Cette technique a montré de bons résultats pour des résonateurs saphir utilisés à température ambiante. Mais elle induit des pertes supplémentaires à température cryogénique, ce qui dégrade le facteur de qualité.
- l’usinage de rainures dans les parois internes de la cavité soumis par Tobar et al [68]. La position de ces rainures dépend du mode *WG* opérationnel. Le désavantage de cette technique est que la cavité est dédiée à un résonateur particulier pour un mode particulier. Ce système peut être utilisé pour une version finale mais pas au cours du développement de l’oscillateur. De plus, cette technique n’a jamais été testée dans notre laboratoire.
- le concept de cavité ouverte (cf. section 2.1.5)
- la rotation des sondes de couplage par rapport à l’axe du résonateur. Nous avons vu dans la section 2.1.4, que chaque mode *WG* présente une périodicité dont la forme principale est caractérisée par un pétale et le nombre de ces pétales est fonction de l’ordre du mode. Lorsque que les sondes de couplage forme un angle de 180° entre elles par rapport à l’axe du résonateur, l’ensemble des modes de la famille sélectionnée sont excités. Mais la rotation de la sonde de sortie permet de sélectionner un mode voulu tout simplement en la positionnant sur un maximum de champ propre au mode sélectionné.
- le placement d’une pièce d’absorbant dans la cavité expérimentée lors des travaux de thèse de Rodolphe Boudot [69] à l’institut. Cette technique repose sur un principe proche de celui de la cavité ouverte. L’absorbant micro-onde va absorber l’énergie des modes dont l’énergie n’est pas confinée dans le cristal.

2.1.7 Sensibilité thermique

La sensibilité thermique des modes *WG* est principalement due à la dépendance de la permittivité relative à la température. Cela a pour effet un déplacement de la fréquence de résonance du mode excité. Comme le cristal de saphir est anisotrope, les modes *WGH* et les modes *WGE* n’auront pas la même sensibilité. Ainsi pour les modes *WGH* :

$$\frac{1}{v} \frac{\partial v}{\partial T} \approx -\frac{1}{2} \frac{1}{\epsilon_{\parallel}} \frac{\partial \epsilon_{\parallel}}{\partial T} \approx \left\{ \begin{array}{l} -70 \text{ ppm/K @ 300 K} \\ -10 \text{ ppm/K @ 77 K} \end{array} \right\} \quad (2.23)$$

et pour les modes *WGE* :

$$\frac{1}{v} \frac{\partial v}{\partial T} \approx -\frac{1}{2} \frac{1}{\epsilon_{\perp}} \frac{\partial \epsilon_{\perp}}{\partial T} \approx \left\{ \begin{array}{l} -50 \text{ ppm/K @ 300 K} \\ -6,5 \text{ ppm/K @ 77 K} \end{array} \right\}. \quad (2.24)$$

En considérant l’objectif de stabilité relative de fréquence de 3×10^{-15} , et les données précédentes, la température du résonateur devrait être contrôlée au nanoKelvin à la température de l’hélium liquide de 4,2 K, chose impossible à réaliser. Afin de contourner le problème, des perturbations diélectriques ou paramagnétiques sont introduites, ou déjà présentes de manière “naturelle” dans la matrice saphir. Cela a pour effet d’annuler au premier ordre la dépendance fréquence-température et, ainsi, obtenir une température d’inversion T_0 comme le montre la figure 2.16.

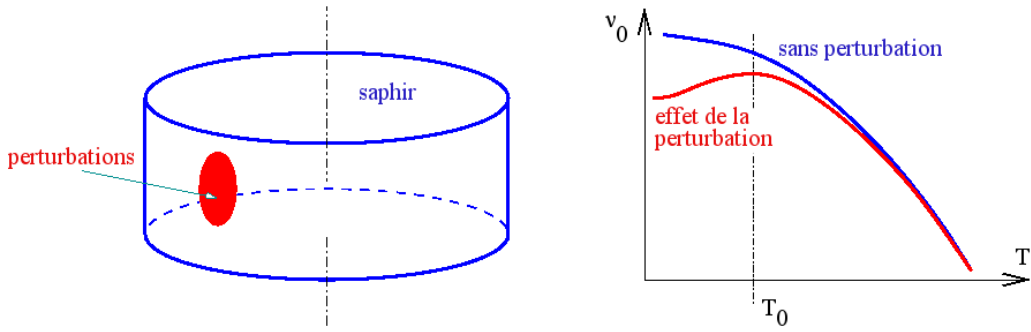


FIG. 2.16 – Principe de compensation thermique

Les saphirs les plus purs de type HEMEX sont le plus couramment utilisés. Mais même les cristaux de haute qualité ne sont pas parfaits. Une faible concentration (≤ 1 ppm en poids) d'ions paramagnétiques Mo^{3+} est contenue de manière naturelle dans ce type de saphir. Il en résulte une compensation thermique à une température généralement comprise entre $4 \text{ K} \leq T_0 \leq 10 \text{ K}$ [16].

Autour de T_0 , la fonction liant la fréquence à la température est approximée par un polynôme du second ordre. Les variations relatives de la fréquence sont alors :

$$\frac{\nu_0(T) - \nu_0(T_0)}{\nu_0(T_0)} = -\frac{a}{2}(T - T_0)^2 \quad (2.25)$$

où a , exprimé en K^{-2} , représente la courbure de la caractéristique fréquence-température. Ce paramètre définit la sensibilité résiduelle de la fréquence du résonateur à la température au voisinage de T_0 . En supposant la température du résonateur $T = T_0 + \delta T$, nous obtenons :

$$\frac{1}{\Delta T} \frac{\Delta \nu_0}{\nu_0} = -a \delta T \quad (2.26)$$

En considérant la possibilité d'ajuster la température d'inversion à $T_0 \pm 1 \text{ mK}$ et reprenant le résultat de l'équation 2.26, l'objectif de 3×10^{-15} impose une courbure $|a| \leq 3 \times 10^{-9} \text{ K}^{-2}$.

2.2 Conception du résonateur saphir

Dans la plupart des réalisations, le résonateur est dimensionné de manière à maximiser le facteur de qualité. La fréquence de résonance des modes WG devient donc un paramètre secondaire dans sa conception. Malgré l'existence de techniques de simulation permettant de déterminer cette fréquence et le facteur de qualité de chaque mode avec exactitude, le mode opérationnel n'est généralement pas défini par avance. Il est sélectionné après couplage du résonateur par rapport, bien évidemment, à son coefficient de surtension mais également par rapport au couplage. Suivant ce procédé, la fréquence de l'oscillateur devient alors quelconque. Cependant, l'application réclame souvent des signaux à des fréquences particulières possédant la même stabilité et pureté spectrale que le CSO. Il faut alors construire une chaîne de synthèse pilotée par l'oscillateur et capable de transférer sa stabilité à ces fréquences particulières, ce qui est loin d'être évident lorsque la fréquence de résonance est quelque peu "exotique".

Dans le cas du projet Elisa, une autre approche de conception du résonateur a été employée où la famille, l'ordre et la fréquence de résonance du mode opérationnel ont préalablement été définis dans le but de simplifier le développement de la synthèse de fréquence. La section suivante résume la démarche suivie.

2.2.1 Ordre, fréquence et dimensions

La fréquence des modes WG est liée à la taille du résonateur. Il est par conséquent essentiel de définir les différents critères liés au mode opérationnel tels que sa famille, son ordre et sa fréquence de résonance. Une fois ces paramètres fixés, le calcul des dimensions du résonateur est réalisé à l'aide de la méthode par éléments finis.

L'ordre du mode WG

Nos expériences passées et les résultats tirés de la littérature montrent que les meilleurs coefficients de surtension sont obtenus pour les modes WG d'ordre compris entre $13 \leq m \leq 18$ (cf. section 1.4). Ces valeurs limites s'expliquent par deux faits pratiques :

- le facteur de qualité se dégrade progressivement pour les modes d'ordre inférieur à 13 en raison des pertes par radiation électromagnétique.
- les modes d'ordre supérieur à 18 sont difficiles, voire impossible à exploiter. Un ajustement extrêmement précis est nécessaire. Une autre difficulté est la présence de nombreux modes parasites qui rendent la sélection du mode WG difficile.

Nous nous sommes focalisés sur le mode de galerie quasi-transverse magnétique $WGH_{15,0,0}$. Ce choix découle de notre savoir-faire dans le domaine des oscillateurs saphirs cryogéniques.

La fréquence opérationnelle

Il nous faut choisir une fréquence dont la valeur : *i*- facilitera la conception de la synthèse de fréquence, *ii*- sera suffisamment éloignée des fréquences de transition des ions paramagnétiques présents dans la matrice saphir et *iii*- comprise dans la bande X (8-12 GHz), la limitation étant fixée par la dimension du résonateur maximale admissible soit un diamètre de 60 mm.

En corollaire du paragraphe précédent, les fréquences de 10 GHz ou de 12,8 GHz ont été choisies. Elles sont facilement divisibles et suffisamment distantes des fréquences de transition comme le montre la figure 2.17.

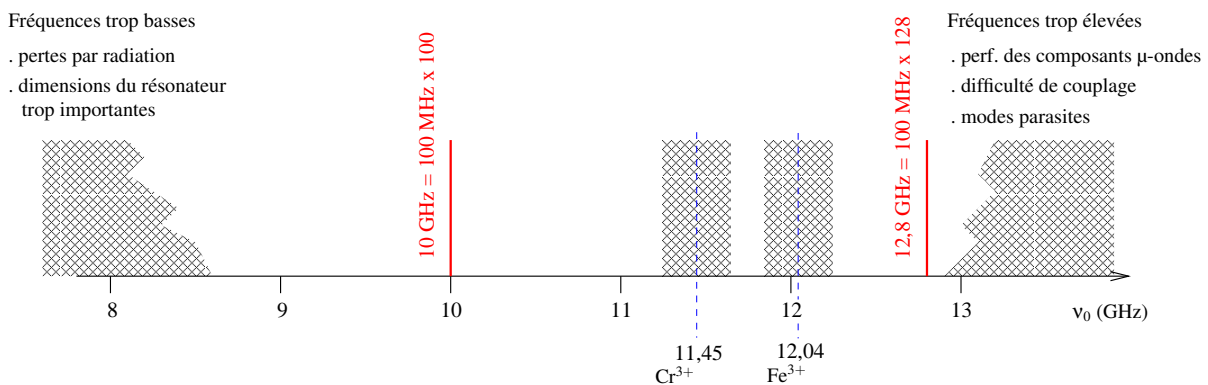


FIG. 2.17 – Représentation des fréquences de transition des ions paramagnétiques

Le choix final d'une fréquence de résonance $\nu_0 = 10$ GHz est imposé par l'électronique. L'emploi de composants (amplificateurs, isolateurs ...) bande X constitue un premier filtrage des modes parasites. De plus, tous ces composants sont à disposition dans le laboratoire.

Chaîne de synthèse : une fréquence “ronde” est impossible à obtenir du fait des tolérances d’usinage. A la conception, on admet que la fréquence du résonateur est définie à ± 3 MHz. Nous avons donc choisi de dimensionner notre résonateur pour une fréquence de 10 GHz-D, avec $D = 10 \text{ MHz} \pm 3 \text{ MHz}$. La différence entre 10 GHz et la fréquence de l’oscillateur sera compensée par la suite par une synthèse numérique à DDS. De plus, la synthèse aura pour vocation d’asservir à long terme les signaux générés par ELISA sur un maser à hydrogène (fonctionnalité supplémentaire demandée par l’ESA).

Ainsi nous obtenons $\nu_0 = 10 \text{ GHz} - 10 \text{ MHz} = 9,990 \text{ GHz}$.

2.2.2 Calcul des dimensions par éléments finis

Le paramètre déterminant pour le dimensionnement du résonateur est la valeur de la permittivité du saphir. En comparant les fréquences mesurées sur nos anciens résonateurs saphirs et les résultats tirés de simulations, nous déduisons les valeurs des composantes de la permittivité à la température de l’hélium liquide :

$$\varepsilon_{\perp} = 9,270\ 688 \qquad \varepsilon_{\parallel} = 11,340\ 286 \qquad (2.27)$$

Ces valeurs associées à :

- un cylindre de diamètre 50 mm et de hauteur 30 mm comprenant une tige de maintien
- l’emploi du mode $WGH_{15,0,0}$
- une fréquence de résonance à 9,990 GHz

constituent les points de départ du calcul des dimensions de notre futur résonateur saphir.

La figure 2.18 représente l’intensité du champ magnétique du mode $WGH_{15,0,0}$ dans un résonateur saphir équivalent à notre futur résonateur.

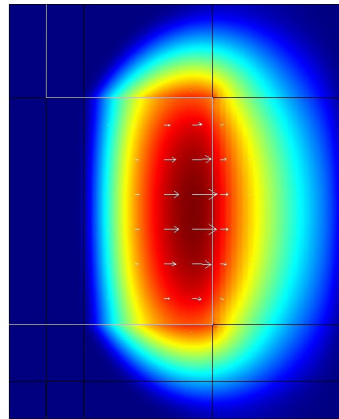


FIG. 2.18 – Simulation par éléments finis du champ magnétique du mode $WGH_{15,0,0}$ dans le résonateur saphir

A partir de ces résultats, la fréquence de résonance du mode $WGH_{15,0,0}$ a été calculée à 9,989 89 GHz pour un résonateur de diamètre $\phi = 54,5$ mm et de hauteur $H = 30$ mm. La compagnie Crystal Systems responsable de la fabrication du résonateur saphir, nous a communiqué les tolérances d’usinage suivantes :

$$\Delta\phi = \pm 10 \mu\text{m} \quad \Delta H = \pm 20 \mu\text{m} \quad (2.28)$$

Si l'on considère la variation de fréquence par rapport aux variations de dimensions

$$\frac{1}{\Delta\phi} \frac{\Delta\nu}{\nu_0} = 2 \times 10^{-2}/\text{mm} \quad \frac{1}{\Delta H} \frac{\Delta\nu}{\nu_0} = 2 \times 10^{-3}/\text{mm} \quad (2.29)$$

alors la fréquence de résonance du mode $WGH_{15,0,0}$ est définie à $9,989\,89\text{ GHz} \pm 3,5\text{ MHz}$.

2.2.3 Elisa et Alizée

Afin de caractériser la stabilité de fréquence, deux oscillateurs saphirs cryogéniques sont nécessaires. Comme le veut la tradition de l'équipe Temps-Fréquence, ces deux résonateurs saphirs ont été désignés par des prénoms : Elisa et Alizée (figure 2.19).

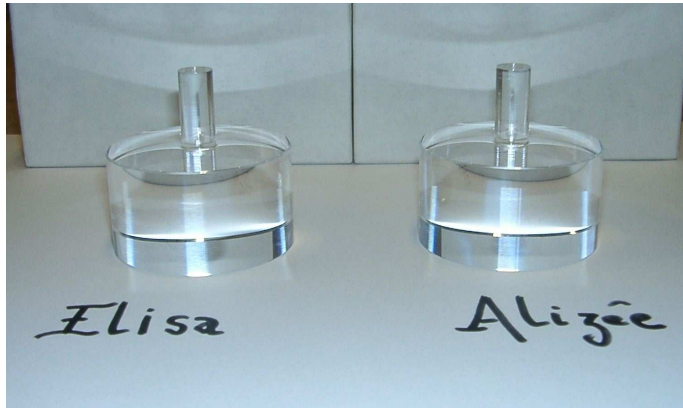


FIG. 2.19 – Photographie des résonateurs jumeaux Elisa et Alizée

La première étape de caractérisation consiste à mesurer les dimensions d'Elisa et Alizée. Pour cela, un instrument de mesure optique sans contact a été utilisé. Il permet d'obtenir une mesure à $\pm 5 \mu\text{m}$. La figure 2.20 est une représentation schématique des deux résonateurs et de leurs proportions.

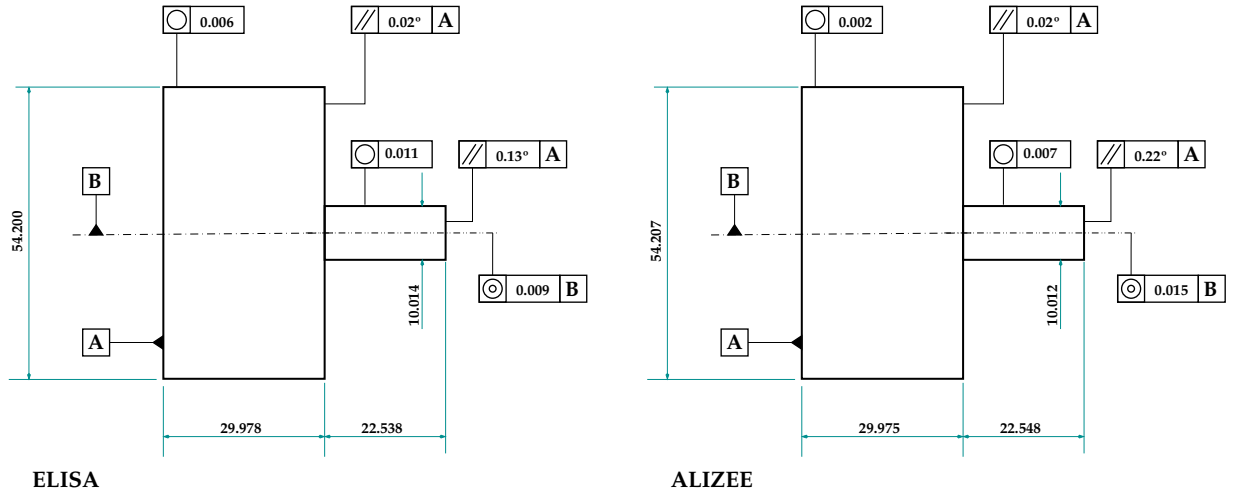
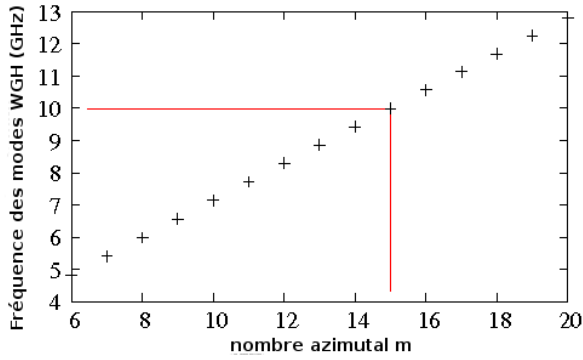
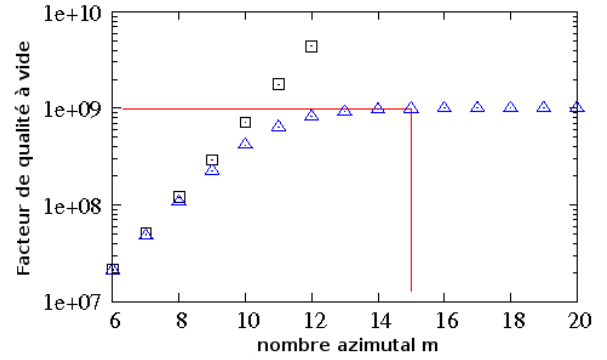


FIG. 2.20 – Dimensions des résonateurs jumeaux Elisa et Alizée

La méthode de “mode matching” (cf. section 2.1.4), nous a permis de quantifier les paramètres caractérisant chaque mode WGH à température ambiante et à 4,2 K. Les résultats obtenus pour Elisa à 4,2 K ont été reportés en figures 2.21 et 2.22, sachant que ceux obtenus pour Alizée sont quasiment identiques.


FIG. 2.21 – ν_0 des modes $WGH_{m,0,0}$ à 4,2 K

FIG. 2.22 – Q_0 des modes $WGH_{m,0,0}$ à 4,2 K

Nous constatons que, sur la figure 2.22, Q_0 atteint une valeur asymptotique égale à 1×10^9 pour les modes d’ordres supérieurs à 13 provenant des pertes des parois métalliques de la cavité. Cependant, la valeur calculée satisfait pleinement la condition de 330×10^6 calculée à partir du LSF. Les points \square représentent la valeur théorique des coefficients des surtension d’un résonateur parfait ($\tan \delta = 0$).

2.2.4 Caractérisation à température ambiante

Le matériel expérimental fabriqué à partir d’un ancien goniomètre montré en figure 2.23, permet de déterminer la fréquence de résonance des modes WGH à température ambiante.

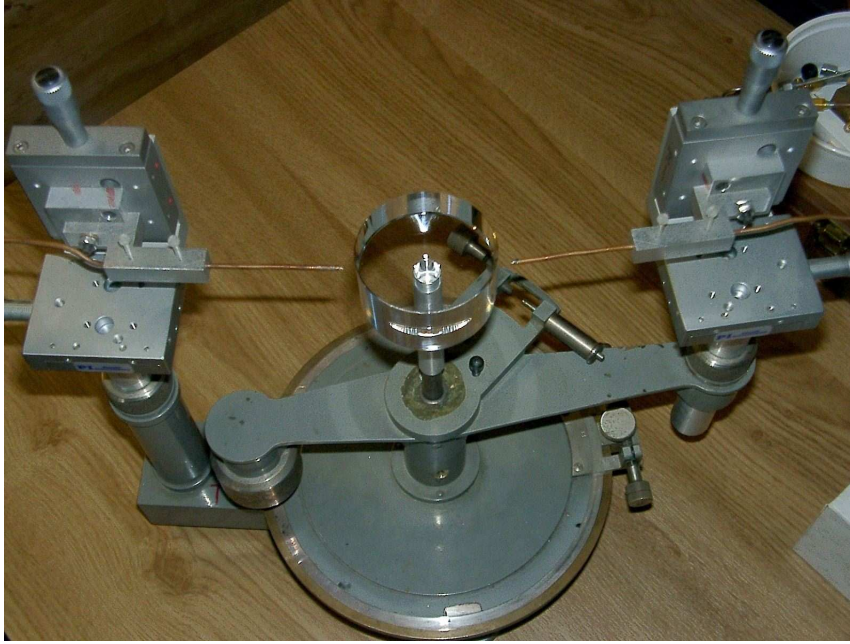


FIG. 2.23 – Matériel expérimental permettant de déterminer les fréquences de résonance des modes WG

Le résonateur est testé en espace libre pour faciliter la reconnaissance des modes à fort facteur de qualité. L'excitation et la détection du champ magnétique s'effectuent par l'intermédiaire de boucles magnétiques. Leurs positions axiales (z) et radiales (ρ) sont ajustables mécaniquement et un des bras de fixation des boucles pivote autour de l'axe du résonateur. Nous pouvons ainsi déterminer le nombre de maxima et de nœuds des modes nous renvoyant directement à leur ordre. Finalement, l'estimation du paramètre l s'effectue en recherchant le nombre de nœuds le long de la direction axiale (cf. figure 2.24).

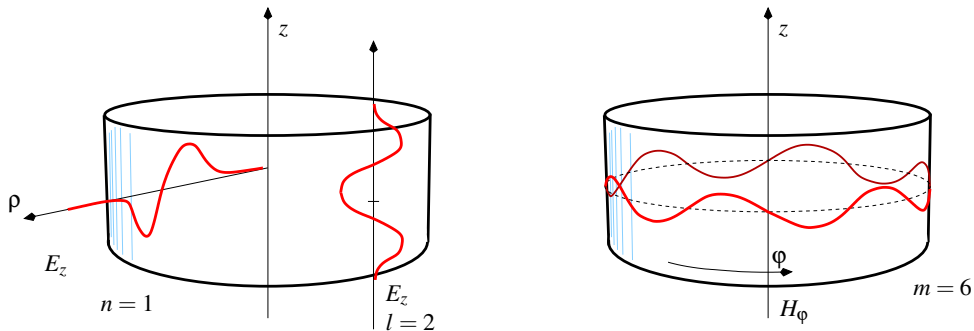


FIG. 2.24 – Variations des composantes du champ électromagnétique pour le mode $WGH_{6,1,2}$

Nous accédons au module de S_{21} via un analyseur de réseaux. Les résultats théoriques et expérimentaux obtenus à température ambiante sont répertoriés dans les tableaux 2.1 et 2.2.

ordre m	ν_0 cal. GHz	ν_0 mes. GHz	Q_0	S_{21} dB
10	7,063	7.065	225 000	-26
11	7,631	7.631	227 000	-24
12	8,197	8.196	194 000	-28
13	8,761	8.759	215 000	-32
14	9,323	9.321	205 000	-35
15	9,884	9,881	192 000	-40
16	10,444	10,439	185 000	-43
17	11,002	10,997	194 000	-47
18	11,560	11,554	186 000	-43
19	12,116	12,109	168 000	-45

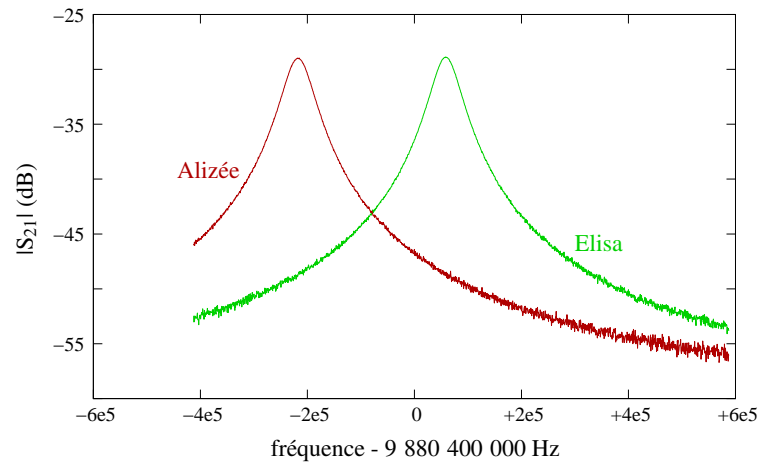
TAB. 2.1 – Tableau récapitulatif des fréquences de résonances théoriques et pratiques d’Elisa

ordre m	ν_0 cal. GHz	ν_0 mes. GHz	Q_0	S_{11} dB
10	7,063	7,065	223 000	-26
11	7,630	7,631	224 000	-24
12	8,196	8,196	211 000	-28
13	8,760	8,759	215 000	-32
14	9,322	9,320	199 000	-35
15	9,883	9,880	195 000	-40
16	10,443	10,439	185 000	-43
17	11,001	10,997	213 000	-47
18	11,558	11,554	197 000	-43
19	12,114	12,109	173 000	-45

TAB. 2.2 – Tableau récapitulatif des fréquences de résonances théoriques et pratiques d’Alizée

En conclusion, Elisa et Alizée paraissent identiques. Les résultats expérimentaux concordent avec les résultats tirés de la simulation. La mesure de la géométrie des deux cristaux ainsi que l’estimation de la permittivité du cristal de saphir à 300 K sont précises.

Pour le mode principal $WGH_{15,0,0}$, une mesure plus précise a été réalisée. Le coefficient de transmission S_{21} de chaque résonateur est tracé sur la figure 2.25.


FIG. 2.25 – Coefficient de transmission S_{21} centré sur le mode $WGH_{15,0,0}$ à température ambiante suivant une fenêtre de mesure de 100 MHz

Nous obtenons deux fréquence de résonance à :

Elisa		9,880 470 GHz
Alizée	-	9,880 176 GHz
		$\Delta\nu_0 \approx 300$ kHz

La différence de fréquence de résonance du mode $WGH_{15,0,0}$ d’Elisa et d’Alizée est de l’ordre de 300 kHz. Mais, nous savons que la sensibilité de la fréquence à la température est de -77 ppm/K à température ambiante soit ± 700 kHz/K pour le mode $WGH_{15,0,0}$. Cette mesure s’est déroulée sans protection ni

contrôle thermique de la salle de manipulation où la température peut varier de plusieurs degrés durant une journée. L'erreur de mesure est par conséquent relativement élevée.

La figure 2.26 représente l'évolution du coefficient de transmission d'Alizée autour de la fréquence de résonance du mode $WGH_{15,0,0}$ pour une fenêtre de mesure de 250 MHz. L'angle est de 180° entre les sondes de couplage. Ainsi tous les modes WGH sont excités.

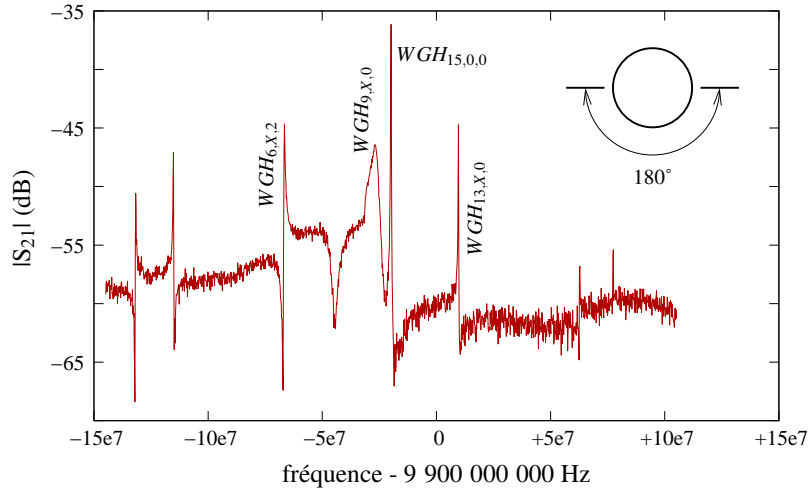


FIG. 2.26 – Coefficient de transmission S_{21} sur un span de 250 MHz à température ambiante avec un angle de 180° entre les sondes de couplage

Nous observons plusieurs modes à proximité du mode principal. Afin de connaître leur nature, nous déterminons leurs variations azimutale et axiale, la variation radiale étant trop difficile à observer avec ce banc de mesure. Le mode le plus proche est le mode $WGH_{9,X,0}$ présentant un faible facteur de qualité. A basse température, ce mode peut interagir avec le mode principal et ainsi dégrader son facteur de qualité et augmenter sa sensibilité thermique. Pour éviter tous désagréments, son couplage doit être minimisé. Cela est obtenu en pivotant la boucle de sortie d'un angle égal à $\frac{180^\circ}{m=15} = 12^\circ$ suivant l'axe du résonateur. Ainsi, nous obtenons un angle de 168° entre les deux boucles magnétiques. La transmission du mode $WGH_{15,0,0}$ n'est pas affecté car la sonde de sortie se situe toujours sur un maximum du champ magnétique. En contrepartie, le mode parasite est "tué" comme le montre la figure 2.27).

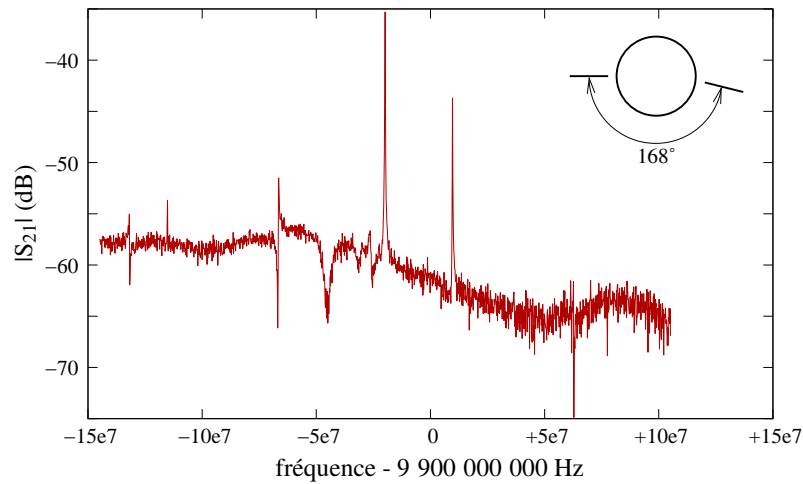


FIG. 2.27 – Coefficient de transmission S_{21} sur un span de 250 MHz à température ambiante avec un angle de 180° entre les sondes de couplage

Cette méthode sera testée par la suite en cavité fermée et à température cryogénique.

2.3 Mise en œuvre du résonateur Alizée

Dans cette section seront présentés les mesures et résultats obtenus sur le résonateur Alizée refroidi à la température de l'hélium liquide (le choix de ce résonateur s'est fait de manière arbitraire).

2.3.1 Premiers résultats en cavité ouverte et cryostat avec Alizée

Le premier refroidissement s'est effectué en cryostat car une autre expérience nécessitant un bain d'hélium liquide a échoué. Il a donc été convenu d'effectuer le premier refroidissement dans ce bain pour ne pas gaspiller ce liquide relativement cher. La figure 2.28 schématise l'expérience.

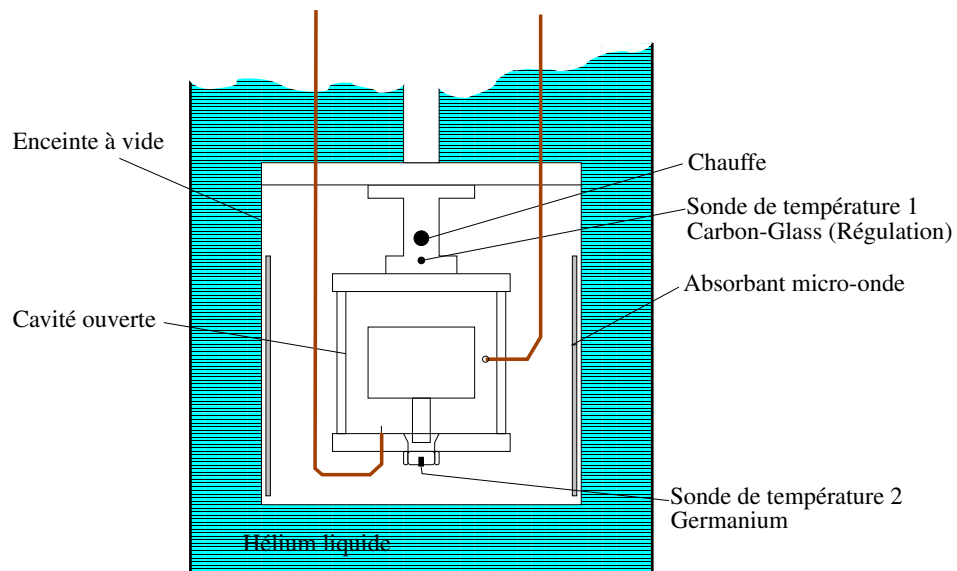


FIG. 2.28 – Schéma de l'expérience cavité ouverte en cryostat

Alizée est placée en cavité ouverte (voir figure 2.29).

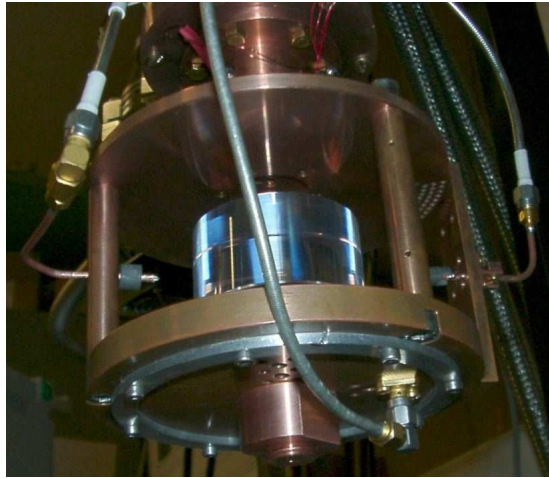


FIG. 2.29 – Photographie du montage en Alizée/cavité ouverte pour les tests préliminaires

Alizée est maintenue sur le plateau inférieur par une pince conique en cuivre serrée par un écrou M16 usiné dans le même matériau. Une sonde de température est placée dans cette pince afin de visualiser la température du résonateur. L'ensemble est relié au plateau supérieur par des poteaux de diamètre 10 mm (cuivre) ayant pour autre fonction de maintenir les sondes de couplages. La cavité est ensuite reliée à la source froide par l'intermédiaire du doigt froid. Dans le but d'éviter toute réflexion électromagnétique sur les parois de l'enceinte à vide, ces dernières sont tapissées d'absorbant micro-onde.

Le port d'entrée consiste en une boucle magnétique faite à la main, fixée à un des poteaux de maintien et le port de sortie en une antenne magnétique commerciale vissée sur le plateau inférieur. Suite à l'observation exposée en section 2.1.6, un angle de 168° sépare les deux accès.

Remarque : il a été observé que le résonateur n'était pas fermement maintenu. Pour remédier à ce problème, du fil d'indium a été inséré dans la pince. Cette constatation a amené à adopter un nouveau type de système de maintien (cf. section 2.3.3).

La figure 2.30 montre $|S_{11}|$ obtenu à température ambiante autour de la fréquence du mode $WGH_{15,0,0}$.

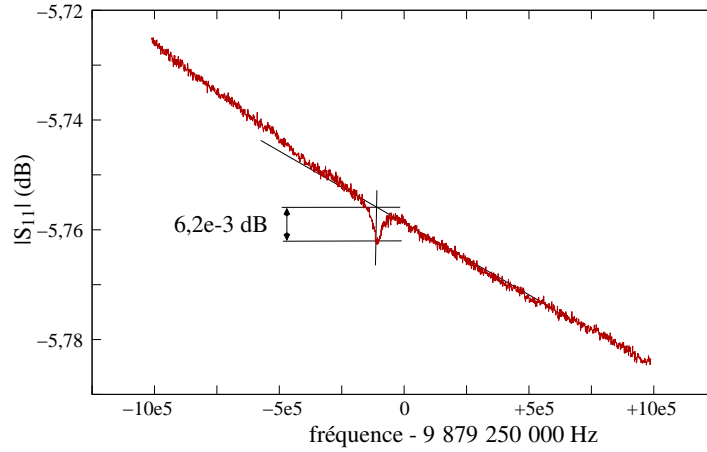


FIG. 2.30 – Coefficient de réflexion S_{11} à température ambiante obtenu pour les tests préliminaires

Dans cette première expérience, nous ne cherchons pas un couplage précis du port d'entrée car nous savons qu'un montage en cavité ouverte limitera la valeur maximale du facteur de qualité.

Caractéristique du mode $WGH_{15,0,0}$

Après stabilisation de la température à 4,2 K, nous recherchons le mode $WGH_{15,0,0}$. Son coefficient de transmission S_{21} est représenté en figure 2.31 pour une fenêtre de mesure de 10 kHz centré sur sa fréquence de résonance.

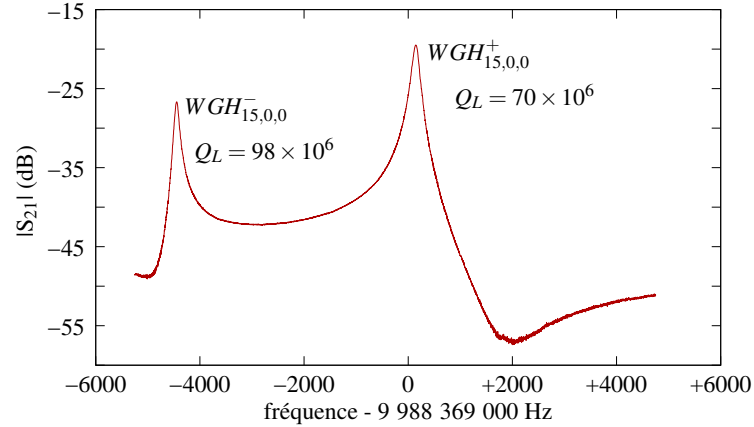


FIG. 2.31 – Coefficient de transmission S_{21} à 4,2 K autour de la résonance du mode $WGH_{15,0,0}$

A cette température, la dégénérescence des modes WG est élevée et deux modes jumeaux apparaissent. La différence de fréquence entre ces derniers est de 5 kHz. Comme prévu, le facteur de qualité en charge n'atteint pas une valeur élevée. Il est limité par la structure en cavité ouverte. Le résultat principal de cette expérience est que la fréquence de résonance d'approximativement 9,988 369 GHz concorde avec la valeur théorique et s'adapte avec l'exigence liée à la chaîne de synthèse.

Les caractéristiques des modes jumeaux sont :

mode	ν_0 GHz	Q_L
$WGH_{15,0,0}^-$	9,988 364	98×10^6
$WGH_{15,0,0}^+$	9,988 369	70×10^6

D'après les coefficients de réflexion en entrée S_{11} et en sortie S_{22} , nous déterminons les coefficients de couplages et le facteur de qualité à vide du mode $WGH_{15,0,0}^+$. Nous obtenons :

$$\beta_1 = 0,63, \beta_2 = 0,11 \text{ et } Q_0 = Q_L (1 + \beta_1 + \beta_2) = 122 \times 10^6 \quad (2.30)$$

L'étape suivante a été la recherche du point d'inversion du mode. Pour cela, nous changeons la température de consigne du régulateur commercial commandant l'élément chauffant pas à pas. Après chaque changement, la fréquence de résonance est relevée après la stabilisation du système via un analyseur de réseaux verrouillé sur un maser à hydrogène. Les données obtenues sont représentées en figure 2.32.

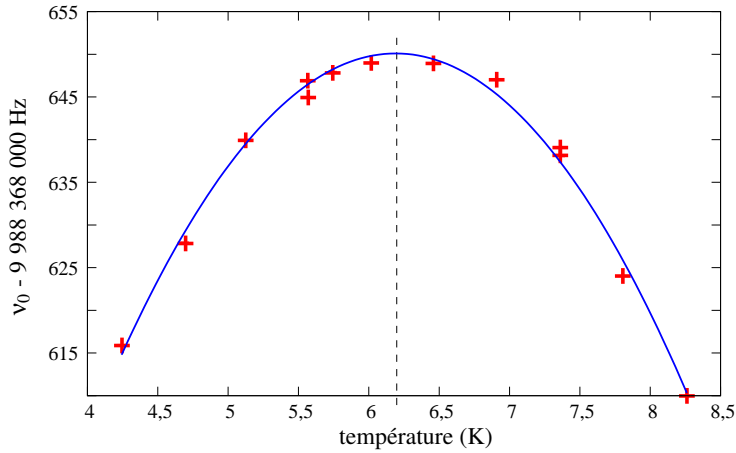


FIG. 2.32 – Fréquence du mode $WGH_{15,0,0}^+$ en fonction de la température du résonateur (ligne en pointillé : $T_0 \approx 6,2$ K)

En approximant la courbe à une fonction du second ordre, nous trouvons une température opérationnelle T_0 à approximativement 6,2 K. La courbure a est calculée à $1,6 \times 10^{-9} \text{ K}^{-2}$.

Cela n'est qu'une première estimation, car nous savons que le point d'inversion dépend de la puissance injectée. Il ne peut être déterminé avec exactitude que lorsque l'oscillateur est en fonctionnement. Mais typiquement, cette valeur ne diffère de la valeur exacte que de $\pm 0,1$ K.

2.3.2 Premiers résultats en cavité ouverte et cryogénérateur

Lors de la seconde expérience, l'ensemble résonant a été fixé à l'extrémité du doigt froid de notre ancien cryogénérateur PT405 de la société Cryomech. Un écran thermique sur lequel est fixé l'absorbant micro-onde, entoure l'ensemble résonant. Finalement, l'enceinte à vide ferme le système. La figure 2.33 schématise le système.

Le pompage de la chambre à vide est pratiqué pendant une nuit. Malgré cela, la valeur de la pression résiduelle se limite à $\approx 4 \times 10^{-3}$ Torr. Nous attribuons cette valeur relativement élevée à la présence

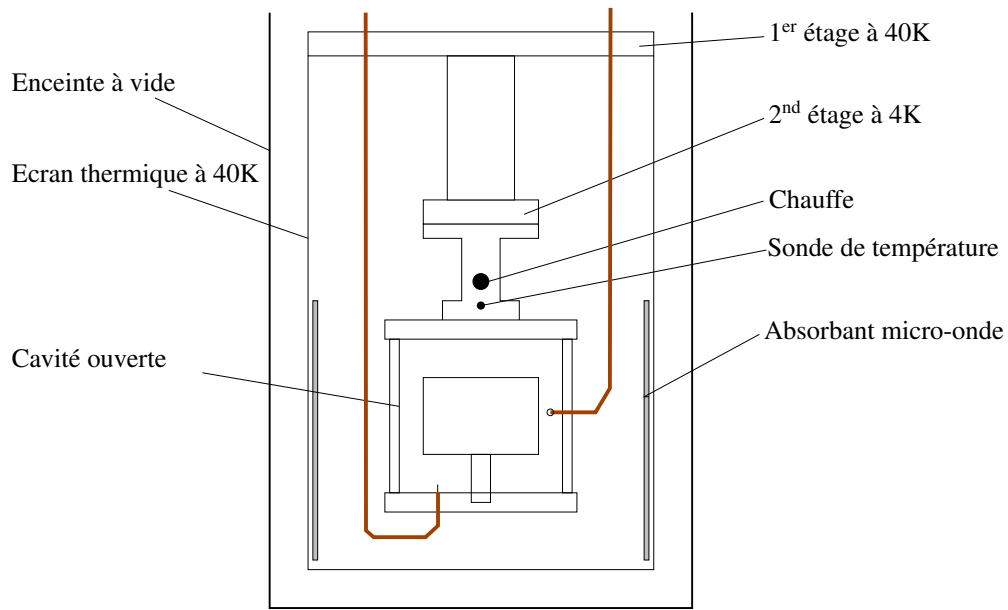


FIG. 2.33 – Schéma de l'expérience cavité ouverte en cryogénérateur

de l'absorbant micro-onde. En effet, ce dernier est un matériau poreux qui se charge en impuretés et en particule de vapeur d'eau. Lors du pompage, ces résidus se libèrent de l'absorbant ce qui rend le pompage plus difficile et entraîne une dégradation du vide. En dépit de ces conditions, le cryogénérateur est actionné. Il refroidit l'ensemble résonateur/cavité ouverte jusqu'à une température de 5 K en 6 heures. A cette température, la pression résiduelle est de l'ordre de 1×10^{-4} Torr et continue d'être supérieure aux pressions typiquement observées.

Les résultats relevés sont loin d'être satisfaisants. Pour de nombreux modes d'ordre élevé, la forme est distordue et le facteur de qualité est impossible à déterminer. Pour exemple, le mode $WGH_{11,0,0}$ à 7,771 200 GHz ne présente qu'un facteur de qualité de 240×10^3 . A ce moment, nous suspectons une contamination de la surface du saphir. La valeur élevée de la pression résiduelle signifie une présence importante d'impuretés polluant l'environnement de l'enceinte à vide. Et nous savons que lors du refroidissement, ces impuretés viennent se fixer sur la partie la plus froide du système, c'est-à-dire le résonateur saphir. Afin d'étayer cette théorie, nous décidons de chauffer le résonateur à une température supérieure à 40 K, température de l'écran thermique. Ainsi, les impuretés devraient migrer du résonateur vers les parois métalliques et l'absorbant micro-onde.

Pendant le réchauffement du résonateur, effectué par pas de 10 K, une attention particulière est apportée à la valeur de la pression résiduelle. Celle-ci atteint brutalement 3×10^{-1} Torr à 50 K. Afin d'épargner le cryogénérateur d'une détérioration, la température de consigne est abaissée à 45 K où la pression résiduelle affiche un niveau plus raisonnable. La figure 2.34 montre l'évolution du facteur de qualité et des pertes d'insertion (S_{21}) du mode $WGH_{11,0,0}$.

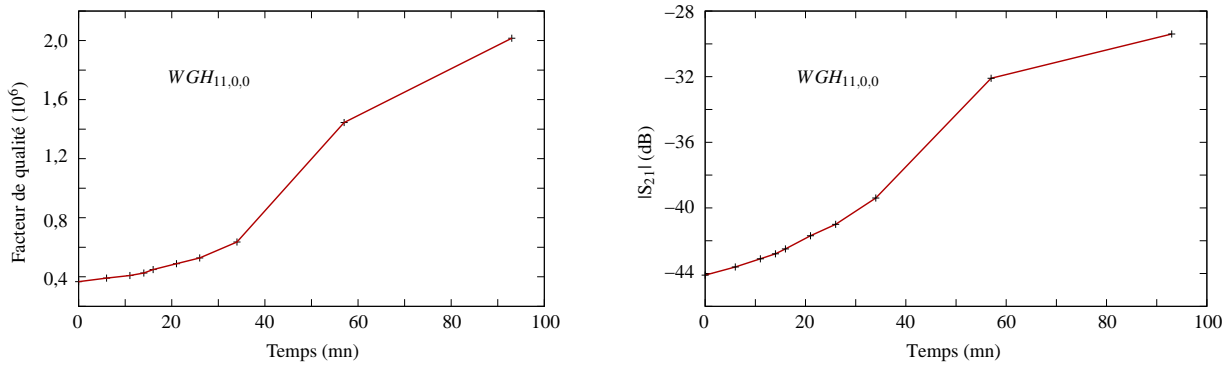


FIG. 2.34 – Evolution du facteur de qualité et des pertes d'insertion (S_{21}) du mode $WGH_{11,0,0}$ au cours du temps à 45 K, en cavité ouverte

En observant ces courbes, on note une amélioration des caractéristiques du résonateur au cours du temps. Au vue de ces résultats, une nouvelle tentative de diminution de la température de consigne à une valeur inférieure à 40 K est expérimentée. Mais le facteur de qualité se dégrade encore. Le résonateur est alors réchauffé à 45 K et recouvre $Q_L \approx 2 \times 10^6$. Ceci confirme que le résonateur agit comme une cryopompe, les impuretés se condensent sur sa surface lorsque sa température est inférieure à celle de l'écran thermique limitant drastiquement le facteur de qualité des modes de résonance.

La figure 2.35 représente le facteur de qualité en fonction de l'ordre du mode.

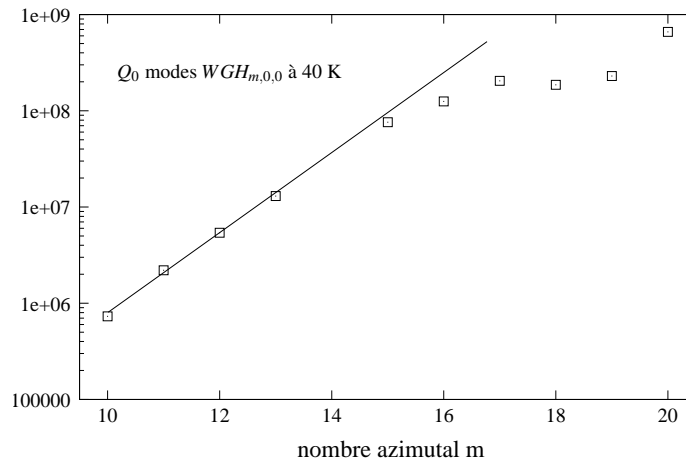


FIG. 2.35 – Facteurs de qualité des modes WGH d'Alizée mesurés à 40 K, cavité ouverte

Ces résultats sont similaires à ceux observés au cours de l'étude du concept de cavité ouverte lors de la thèse de Pierre-Yves Bourgeois [51]. Pour les modes d'ordre $m > 16$, le facteur de qualité apparait limité par les pertes dues à l'absorbant micro-onde. Il atteint un plateau qui dépend de la qualité du saphir, de la température et éventuellement de la propreté du résonateur. Il est à noter que le mode $WGH_{20,0,0}$ montre un facteur de qualité en charge de 620×10^6 (cf. figure 2.36).

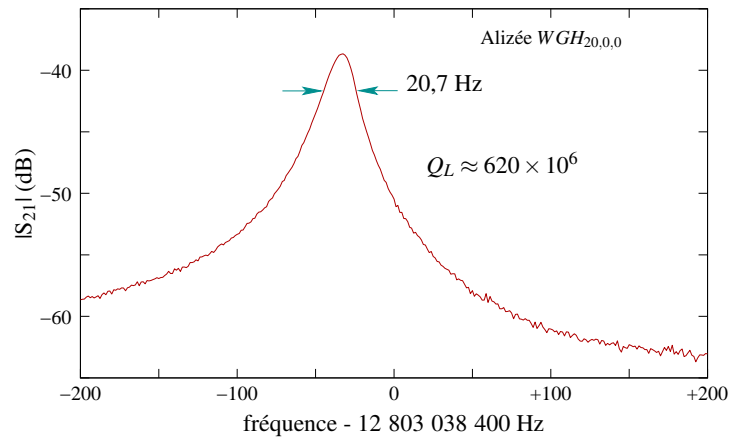


FIG. 2.36 – Coefficient de transmission du mode $WGH_{20,0,0}$ d'Alizée mesuré à 40 K, cavité ouverte

Pour un mode d'ordre aussi élevé, nous pouvons penser que la contamination de la surface n'a qu'une faible influence sur les pertes résonateurs, ce mode étant confiné profondément dans le saphir. Le facteur de qualité devrait être alors représentatif des pertes diélectriques intrinsèques du cristal. Nous savons que, typiquement, entre 40 K et 4,2 K, le facteur de qualité des modes WG est multiplié par un facteur de l'ordre de 4 ou 5. Dans de meilleures conditions expérimentales, nous pouvons facilement concevoir un facteur de qualité supérieur à 1×10^9 . En dépit de cette faible valeur de Q_L , ces résultats préliminaires prouvent une qualité indéniable du cristal.

2.3.3 Premiers résultats en cavité fermée et en cryogénérateur avec Alizée

Les figures 2.37, 2.38 représentent la cavité fermée en coupe AA avec son nouveau système de maintien, le tout en cuivre.

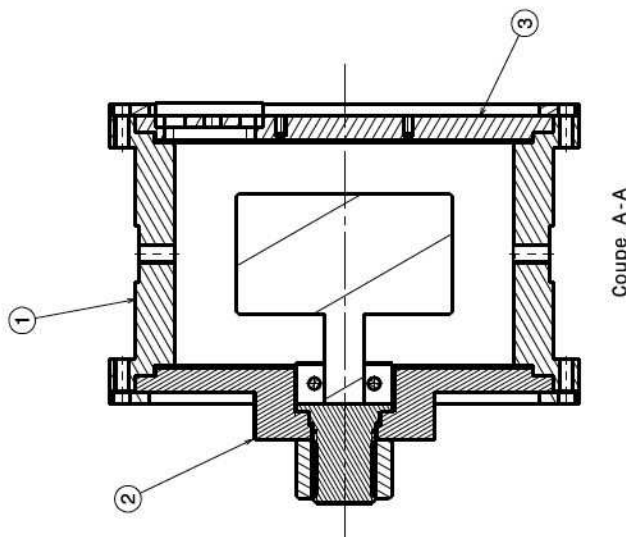


FIG. 2.37 – Cavité de test pour expérience préliminaire en cryogénérateur

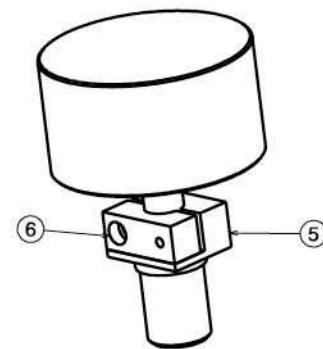


FIG. 2.38 – Nouveau système de maintien

Le nouveau système de maintien se présente comme un étau. La partie fixe est maintenue sur le

plateau inférieur par un écrou M16. La partie mobile constitue le serrage du résonateur à travers deux vis M3. La figure 2.39 est une photographie de l'ensemble Alizée/cavité fermée fixée au doigt froid du cryogénérateur.

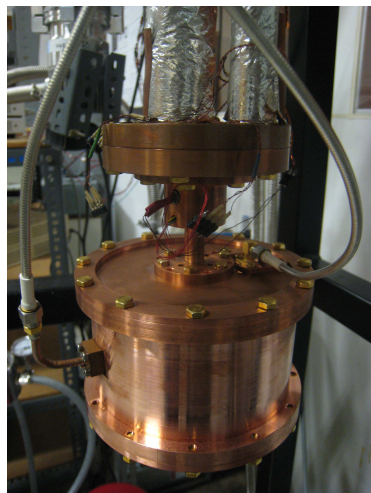


FIG. 2.39 – Photographie de la cavité fermée, contenant Alizée, fixée à l'extrémité du doigt froid du cryogénérateur

Le couplage du résonateur s'effectue à travers une boucle magnétique en entrée et une antenne placée à 180° par rapport à l'axe du résonateur de la sonde d'entrée.

Premier refroidissement

Ajustement du couplage à température ambiante : le résonateur monté, nous ajustons le couplage du mode $WGH_{15,0,0}$ en déplaçant les sondes à l'intérieur de la cavité. La figure 2.40 représente le module du coefficient de réflexion $|S_{11}|$ du port d'entrée à 300 K :

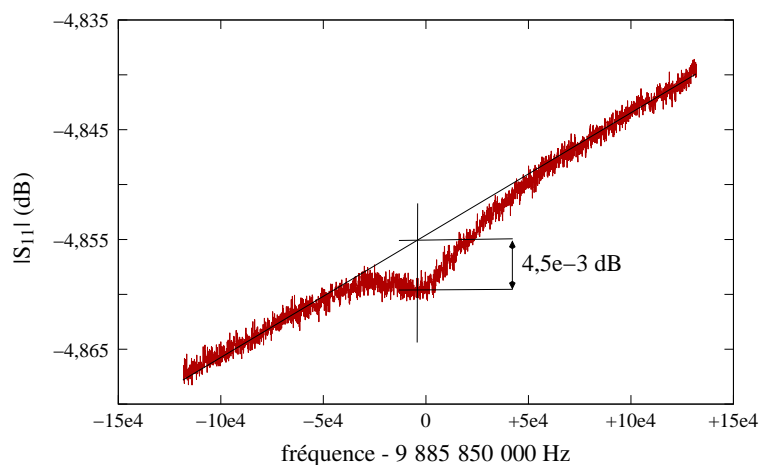
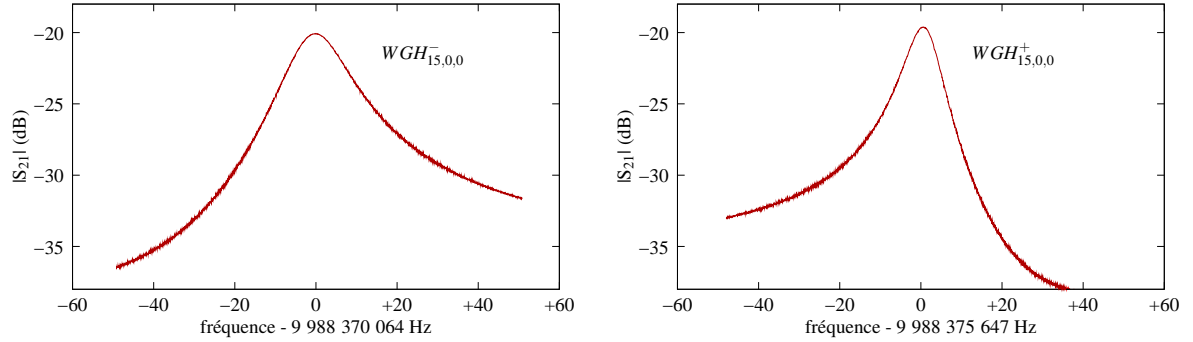


FIG. 2.40 – Coefficient de réflexion S_{11} du port d'entrée avant refroidissement, cavité fermée

Mode $WGH_{15,0,0}$ à 5 K : après refroidissement du résonateur à ≈ 5 K, nous entreprenons l'enregistrement du coefficient de transmission. Le résultat est meilleur que précédemment comme le montre la

figure 2.41 :

FIG. 2.41 – Coefficient de réflexion S_{11} du port d'entrée avant refroidissement, cavité fermée

On obtient alors :

$$\begin{array}{lll} WGH_{15,0,0}^- & Q_L^- = 0,61 \times 10^9 & \beta_1^- \gg 1 \\ WGH_{15,0,0}^+ & Q_L^+ = 1,10 \times 10^9 & \beta_1^+ \approx 0,79 \end{array}$$

Le mode $WGH_{15,0,0}^-$ est fortement couplé, la sonde d'entrée doit être éloignée du résonateur, ce qui sera fait dans la section suivante. Cependant, les modes jumeaux montrent des pertes d'insertion identiques. Le mode présentant le couplage le plus médiocre doit alors être supprimé.

Autres modes WGH d'Alizée : le tableau suivant résume les paramètres essentiels qui caractérisent une partie des modes WGH d'Alizée.

TAB. 2.3 – Caractéristiques des modes WGH d'Alizée à 5,2 K. * non calibré, les pertes d'insertion fournies contiennent les pertes des câbles et de l'appareil de mesure

Mode	Fréquence Hz	Q_L	S_{21}^* dB
14 ⁻	9 428 842 628	$0,3 \times 10^9$	-43,0
14 ⁺	9 428 843 099	$0,4 \times 10^9$	-37,8
15 ⁻	9 988 370 065	$0,6 \times 10^9$	-20,0
15 ⁺	9 988 375 649	$1,1 \times 10^9$	-19,6
16 ⁻	10 553 601 611	$1,3 \times 10^9$	-30,6
16 ⁺	10 553 602 665	$2,6 \times 10^9$	-25,0
17 ⁻	11 117 620 000	$2,5 \times 10^9$	-28,9
17 ⁺	11 117 620 000	$1,2 \times 10^9$	-35,0
18 ⁻	11 680 500 080	$1,7 \times 10^9$	-15,0
18 ⁺	11 680 504 700	$0,7 \times 10^9$	-35,0
19	12 242 315 000	—	—
20 ⁻	12 803 122 575	—	-25,9
20 ⁺	12 803 123 000	$4,4 \times 10^9$	-21,4

Ici, la puissance délivrée par l'analyseur de réseaux est de -10 dBm (valeur par défaut).

Second refroidissement

Nouvel ajustement du couplage à température ambiante : dans le but d'atteindre un couplage d'entrée proche de l'unité pour le mode $WGH_{15,0,0}^-$, nous éloignons du résonateur la boucle magnétique. Cet ajustement est effectué en observant le coefficient de réflexion à l'analyseur de réseaux (cf. figure 2.42).

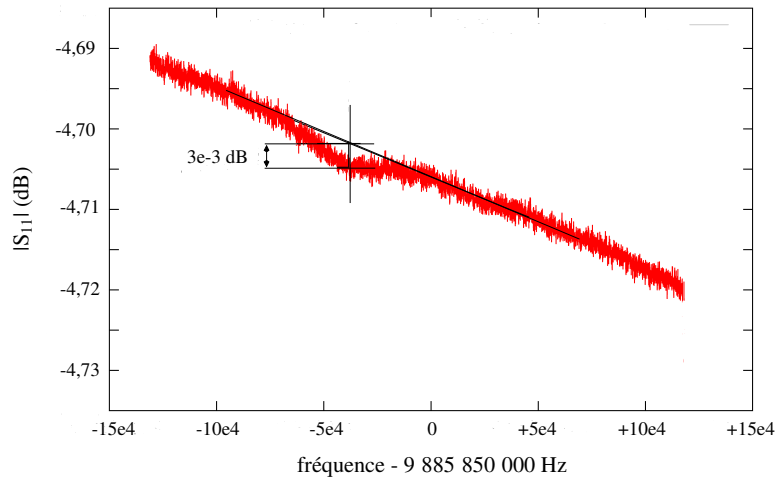


FIG. 2.42 – S_{11} avant refroidissement d'Alizée en cavité fermée

Mode $WGH_{15,0,0}$ à 5 K : les coefficients S_{21} et S_{11} des modes jumeaux sont tracés en figure 2.43 et 2.44.

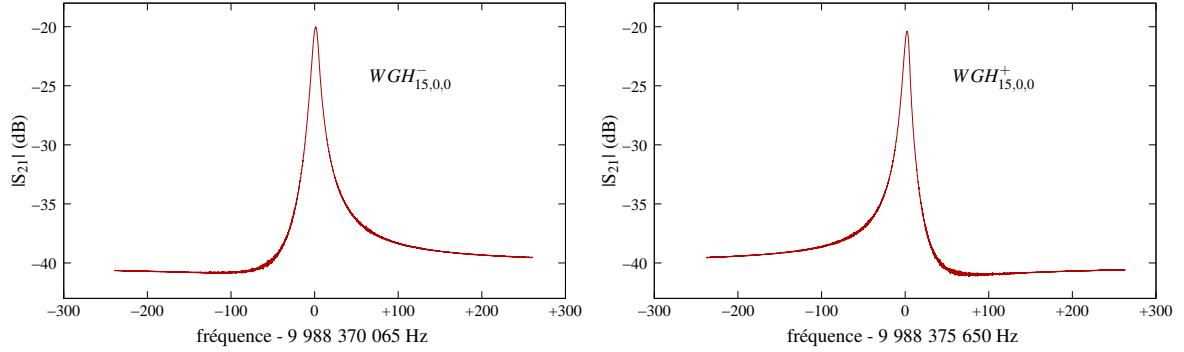


FIG. 2.43 – Cavity fermée à 5 K - coefficients S_{21} des modes jumeaux $WGH_{15,0,0}$

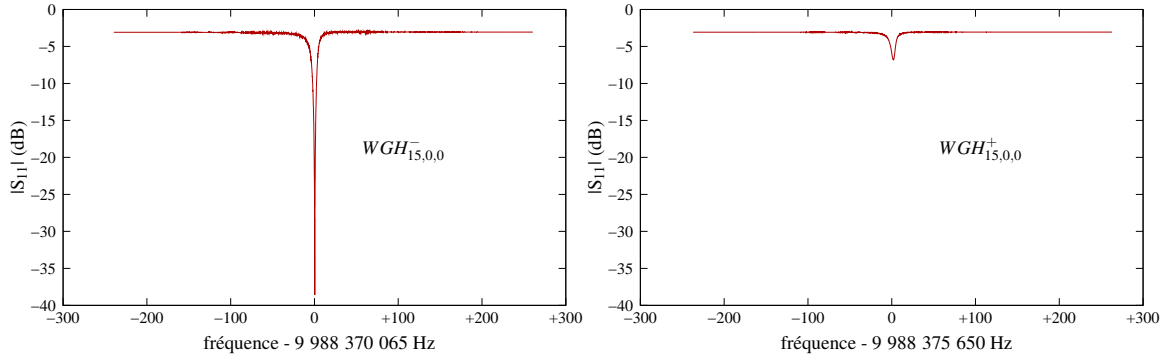


FIG. 2.44 – Cavity fermée à 5 K - coefficients S_{11} des modes jumeaux $WGH_{15,0,0}$ - Alizée

Leurs facteur de qualité et coefficient de couplage en entrée sont :

$$\begin{array}{lll} WGH_{15,0,0}^- & Q_L^- = 1,1 \times 10^9 & \beta_1^- \approx 0,97 \\ WGH_{15,0,0}^+ & Q_L^+ = 1,3 \times 10^9 & \beta_1^+ \approx 0,21 \end{array}$$

Le mode $WGH_{15,0,0}^-$ est proche du couplage critique et son facteur de qualité est supérieur à 1×10^9 . Mais les pertes d'insertion sont toujours trop proches. La prochaine étape est la suppression du mode jumeau $WGH_{15,0,0}^+$.

Des résultats précédents, on détermine :

$$\beta_1^- = 0,97 \quad \text{et} \quad \beta_1^+ = 0,21 \quad (2.31)$$

Appliqués à l'équation 2.22 :

$$\alpha = \pm 1,7^\circ \quad (2.32)$$

Un autre refroidissement est nécessaire. La structure de la cavity fermée nous permet d'effectuer les rotations des deux sondes de couplage et du résonateur. Nous modifions la position angulaire du saphir d'un angle de $1,7^\circ$ suivant une direction arbitraire.

Après refroidissement, le coefficient de réflexion en entrée de chaque mode jumeau est mesuré et le coefficient de couplage en entrée est déterminé. On obtient :

$$\beta_1^- = 1,35 \quad \text{et} \quad \beta_1^+ = 0,03 \quad (2.33)$$

Nous avons clairement favorisé le premier mode. Le second se trouve quasiment annulé. Comme prévu, β_1^- a augmenté et se trouve maintenant surcouplé. Plusieurs autres cycles de refroidissement ont été nécessaires à l'obtention d'un couplage en entrée proche de l'unité. Nous obtenons finalement :

mode	ν_0 GHz	S_{21} dB	S_{11} dB	Q_L	β_1
$WGH_{15,0,0}^-$	9,988 369	-19,7	-20	710×10^6	0,9

C'est dans ces conditions que le premier oscillateur de ce projet a été construit.

2.4 Mise en œuvre du résonateur Elisa

Dans cette section, nous caractériserons le résonateur Elisa comme nous l'avons fait précédemment pour Alizée. Nous nous attarderons plus particulièrement sur les méthodes testées de sélection modale.

2.4.1 Refroidissement en cryogénérateur

Le résonateur Elisa a été directement caractérisé en cavité fermée et refroidi en cryogénérateur. La configuration de la structure résonante est la même que pour Alizée. Après une optimisation du couplage du mode $WGH_{15,0,0}^-$, qui a exigé plusieurs cycles thermiques, nous observons les coefficients de réflexion S_{11} et de transmission S_{21} . Les résultats sont les suivants :

mode	ν_0 GHz	S_{21} dB	S_{11} dB	Q_L	β_1
$WGH_{15,0,0}^-$	9,989 121	-25,2	-31	1×10^9	0,95
$WGH_{15,0,0}^+$	9,989 126	-43	??	??	??

Le mode jumeau $WGH_{15,0,0}^+$ est fortement atténué. Le mode $WGH_{15,0,0}^-$ affiche un coefficient de couplage en entrée proche de l'unité. Si nous comparons ces premières données aux résultats obtenus pour Alizée, nous constatons que :

1. l'écart de fréquence séparant les modes jumeaux est identique à celui observé pour Alizée, ≈ 5 kHz
2. les facteurs de qualité de chaque résonateur sont équivalents
3. les fréquences de résonance du mode $WGH_{15,0,0}$ d'Elisa et d'Alizée diffèrent de $\Delta\nu_0 \approx 757$ kHz

La dernière constatation retient notre intérêt. Le compteur de fréquence, permettant de quantifier les instabilités relatives de fréquences des oscillateurs, voit sa résolution comme une fonction de la fréquence du signal injecté à son entrée. Dans le cas des compteurs Agilent 53132A, généralement utilisés par notre équipe, une résolution optimale est obtenue pour une fréquence d'environ 200 kHz, fréquence environ quatre fois inférieure à $\Delta\nu_0$. Par conséquent, une étude approfondie de la limite du banc de mesure de la stabilité de fréquence est indispensable (cf. section 3.6.1).

Cette parenthèse maintenant fermée, le spectre figure 2.45 représente S_{21} sur une fenêtre de mesure de 200 MHz centrée sur le mode $WGH_{15,0,0}$.

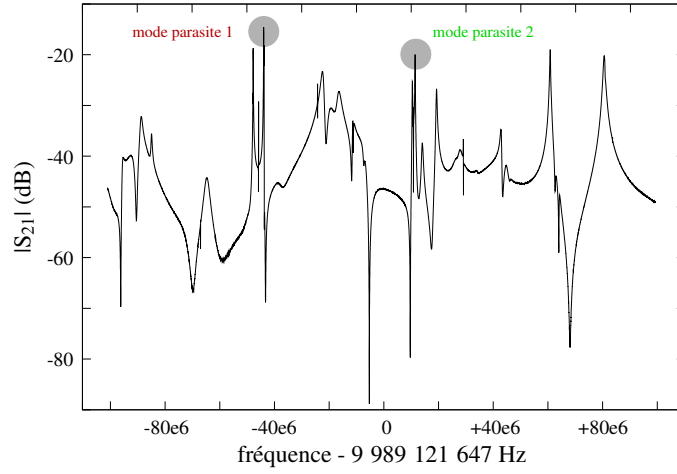


FIG. 2.45 – Coefficient de transmission S_{21} du résonateur Elisa sur une fenêtre de mesure de 200 MHz et centrée sur le mode $WGH_{15,0,0}$

On remarque la présence de nombreux modes parasites à des fréquences proches de la fréquence de résonance du mode $WGH_{15,0,0}$ dont les modes numérotés 1 et 2. Tous deux affichent des pertes d'insertion inférieures à celles du mode principal :

mode parasite	ν_0 GHz	S_{21} dB	S_{11} dB	Q_L
1	9,946 129	-15,2	-4,9	162×10^3
2	10,000 525	-21,1	-2,93	76×10^6

La boucle d'entretien de l'oscillateur comporte un filtre micro-onde. Sa bande passante est d'environ 80 MHz. Celle-ci est trop importante pour filtrer ces modes parasites. Ils rendront donc le démarrage de l'oscillateur sur le mode $WGH_{15,0,0}$ impossible. De ce fait, leur couplage doit être réduit. Pour cela, deux méthodes de suppression des modes parasites ont été expérimentées.

Suppression des modes parasites

Première méthode : orientation des sondes de couplages

L'idée est d'appliquer la méthode exposée en section 2.1.6. Pour cela, l'identification des modes parasites à température ambiante est nécessaire (mode de boîte ou mode WGH , ordre ...). La première supposition est que les modes sont de la famille WGH avec m, n, l différents de 0. En effet, ces modes parasites présentent de forts facteurs de qualité contrairement aux modes de boîte. Pour confirmer cette idée, le résonateur est réchauffé jusqu'à température ambiante. Durant la montée en température, la fréquence des modes parasites 1 et 2 est relevée. La figure 2.46 représente cette évolution.

Le mode parasite 2 disparaît à une température comprise entre 150 K et 200 K et le mode parasite 1 atteint la fréquence de 9,871 011 GHz à température ambiante. En se référant à la section 2.1.6, ce mode correspond au mode $WGH_{9,x,0}$. Par conséquent, une rotation de l'antenne de sortie de 12° par rapport à sa position d'origine doit suffire à l'atténuer. Cependant, rien ne justifie le fait que le mode parasite 2 ne

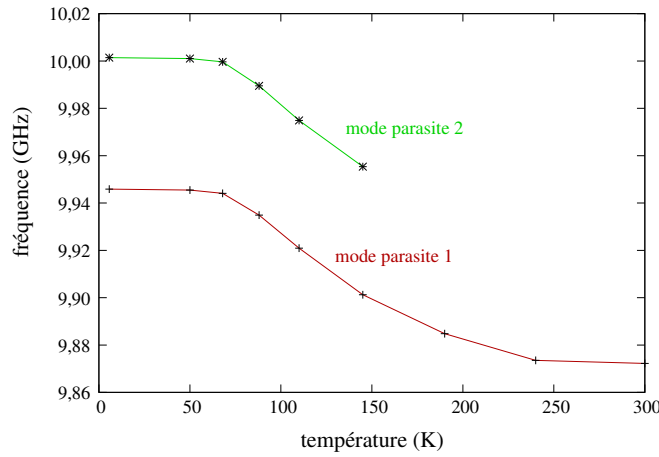


FIG. 2.46 – Evolution de la fréquence de résonance des modes parasites 1 et 2 au cours du réchauffement du résonateur Elisa

puisse être soumis au même sort. C'est pour cela que nous décidons de déterminer un angle pour lequel tous les modes présents sur le spectre de la figure 2.26 sont atténués.

Chaque maximum du champ magnétique H de chaque mode sont séparés de :

mode	angle °
$WGH_{6,X,2}$	30
$WGH_{9,X,0}$	20
$WGH_{13,X,0}$	13,8
$WGH_{15,0,0}$	12

La figure 2.47 représente la position des maxima des modes $WGH_{15,0,0}$, $WGH_{13,X,0}$, $WGH_{9,X,0}$ et $WGH_{6,X,2}$ sur un quart du résonateur pour faciliter la lecture.

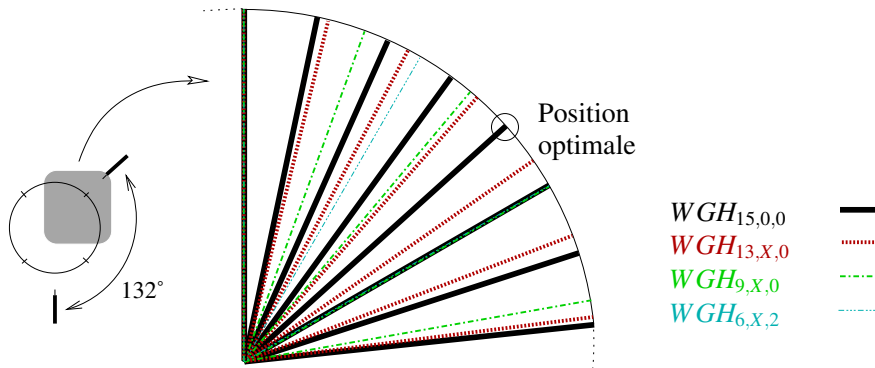


FIG. 2.47 – Position des maxima de champ magnétique des modes $WGH_{15,0,0}$, $WGH_{13,X,0}$, $WGH_{9,X,0}$ et $WGH_{6,X,2}$ sur un quart du résonateur

La figure montre l'existence d'une position optimale où les maxima de champ H des modes parasites sont relativement éloignés de ceux du mode $WGH_{15,0,0}$. Par conséquent, quatre angles particuliers relatifs à l'axe du résonateur sur la circonférence de ce dernier peuvent être utilisés : $180^\circ - 4 \times 12^\circ = 132^\circ$, $180^\circ + 48^\circ = 228^\circ$, $0^\circ + 48^\circ = 48^\circ$ et $360^\circ - 48^\circ = 312^\circ$. Notre choix se porte sur l'angle 132° . En effet, nous désirons garder une certaine distance entre les sondes de couplages pour éviter toute interaction entre

elles. L'antenne de sortie est alors déplacée d'un angle de 48° par rapport à sa position d'origine dans le sens horaire. La figure 2.48 représente le coefficient de transmission du résonateur Elisa à température ambiante pour les configurations du couplage.

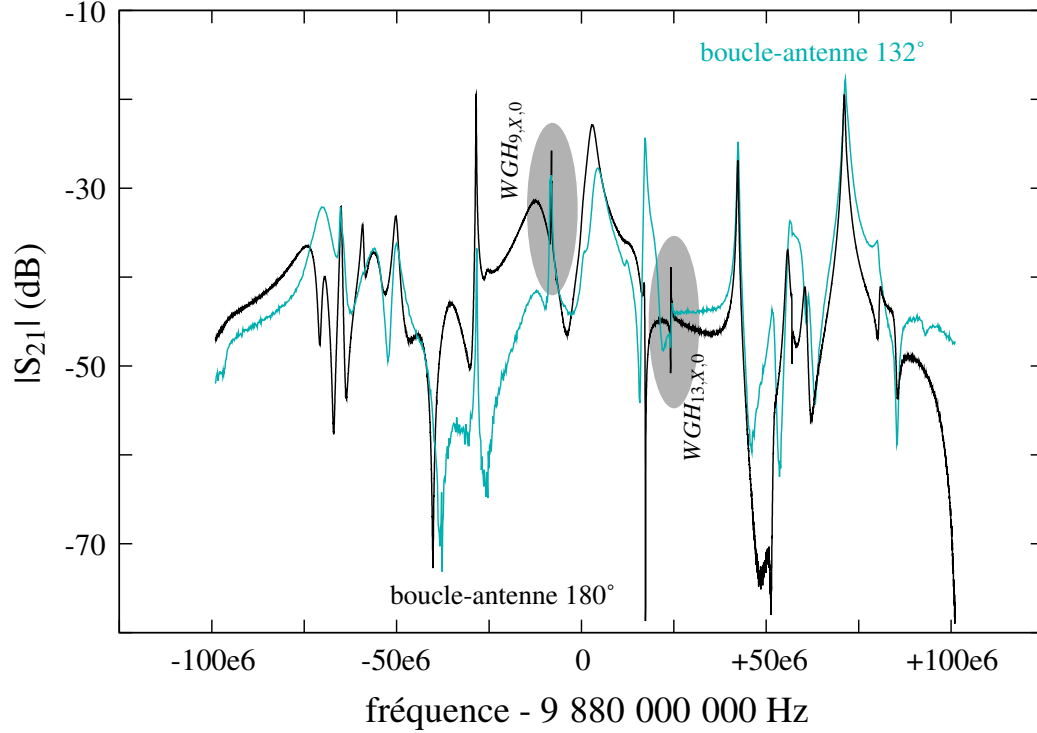


FIG. 2.48 – Module du coefficient de transmission S_{21} à température ambiante d'Elisa pour deux configurations des sondes de couplage, boucle-antenne à 180° et boucle-antenne à 132°

Les pertes d'insertion des modes $WGH_{9,X,0}$ et $WGH_{13,X,0}$ sont diminuées dans la nouvelle configuration mais les modes ne sont pas totalement supprimés du spectre. Malgré cela, le résonateur Elisa est placé en cryogénérateur puis refroidi. Nous mesurons :

mode	ν_0 GHz	S_{21} dB	S_{11} dB	Q_L
parasite 1 ($WGH_{9,X,0}$)	9,946 129	-17	-12,4	256×10^3
$WGH_{15,0,0}^-$	9,989 121	-30,9	-13	877×10^6
$WGH_{15,0,0}^+$	9,989 126	-33,2	-0,7	$1,4 \times 10^9$
parasite 2 (inconnu)	10,000 525	-20,3	-9	58×10^6

Au vue de ces résultats, cette méthode est un échec. Le couplage des modes parasites reste supérieur à celui du mode $WGH_{15,0,0}$. Une hypothèse peut justifier ce fait : il ne s'agit tout simplement pas des modes observés à température ambiante. En effet, lors du réchauffement du résonateur saphir, le spectre de transmission change drastiquement. Les modes WGH de haut niveau "disparaissent" alors que de nouveaux modes de niveau plus faible font leur "apparition" dans le spectre. Lors de la mesure de la fréquence des modes parasites, une substitution entre deux modes a pu s'opérer et ainsi fausser la mesure. En dépit de ces résultats, d'autres angles correspondant aux emplacements des maxima de champ magnétique du mode $WGH_{15,0,0}$ ont été testés sans succès. Suite à la difficulté de mise en place de cette méthode, nous avons décidé de l'abandonner.

Seconde méthode : absorbant micro-onde

La méthode qui va être présentée a déjà été expérimentée, avec succès, à température ambiante lors de la thèse de Rodolphe Boudot [69]. Elle consiste à placer un bout d'absorbant micro-onde dans la cavité fermée du résonateur. L'énergie des modes parasites non-confinés dans le cristal est alors absorbée par ce dernier. Mais dans notre cas, la pièce d'absorbant est refroidie et donc, comme nous l'avons déjà remarqué en section 2.3.2, les impuretés viennent se fixer sur le résonateur. Cependant, la faible surface que ce dernier recouvre (cf. figure 2.49) nous amène à penser son effet sera minime sur le facteur de qualité du mode $WGH_{15,0,0}$.

Après relevé du coefficient de transmission S_{21} d'Elisa à température ambiante dans la configuration boucle (entrée) et antenne (sortie) à 180° , la sonde de couplage de sortie est remplacée par une pièce d'absorbant micro-onde comme le montre la figure suivante :

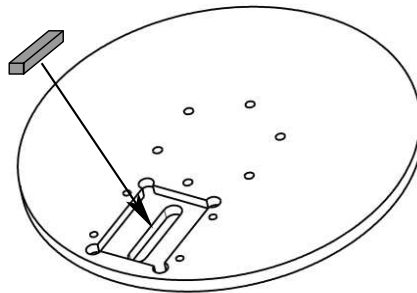


FIG. 2.49 – Représentation de l'absorbant micro-onde placé dans l'encoche prévue pour la fixation d'une antenne de couplage

Maintenant, le port de sortie se caractérise par une boucle magnétique du même type qu'en entrée. Les sondes de couplage sont séparées d'un angle relatif à l'axe du résonateur de 180° . Elles se situent dans le plan équatorial du résonateur (cf. figure 2.50).

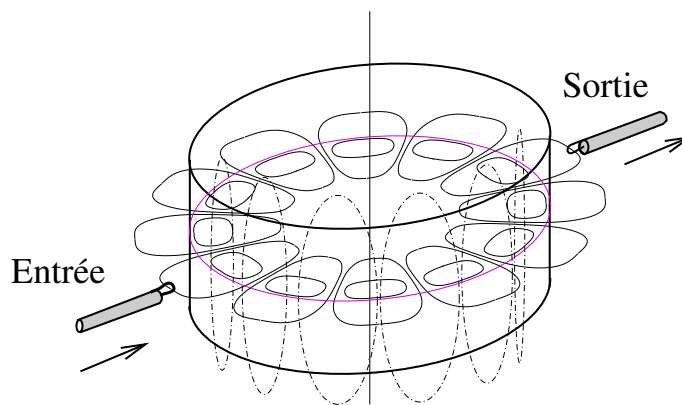


FIG. 2.50 – Position de la nouvelle sonde de couplage de sortie, exemple du mode $WGH_{6,0,0}$ excité

Les spectres de transmission de chaque configuration, boucle-antenne à 180° et boucle-boucle à 180° et absorbant, sont tracés en figure 2.51.

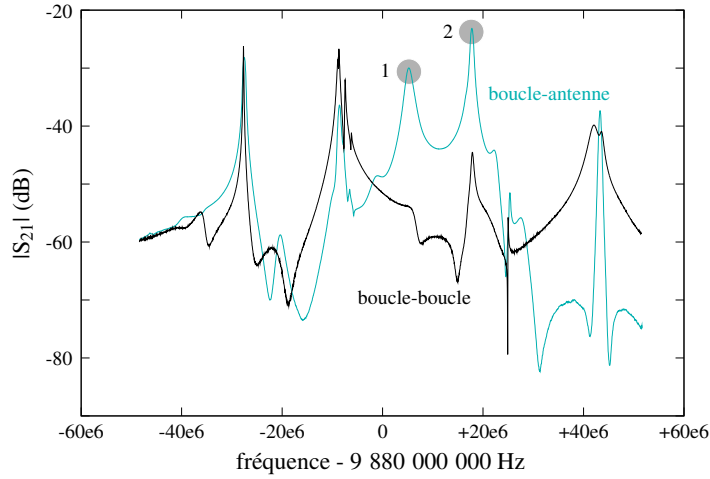


FIG. 2.51 – Coefficient de transmission S_{21} du résonateur Elisa pour deux configurations des sondes de couplage sur une fenêtre de mesure de 100 MHz et centré sur le mode $WGH_{15,0,0}$, boucle-antenne et boucle-boucle+absorbant

Les modes parasites, notés 1 et 2 sur la figure 2.51, disparaissent du spectre pour la configuration boucle-boucle. Le couplage des autres modes restent équivalents pour les deux méthodes.

Le résonateur est refroidi en cryogénérateur. Le coefficient de transmission d'Elisa est observé à l'analyseur sur une plage de fréquence de ± 100 MHz autour de la fréquence de résonance du mode $WGH_{15,0,0}$. Les résultats pour les modes principaux sont les suivants :

mode	ν_0 GHz	S_{21} dB	S_{11} dB	Q_L
parasite 1	9,944	-34	-1,5	55×10^3
$WGH_{15,0,0}^-$	9,989 118	-35,6	-0,6	470×10^6
$WGH_{15,0,0}^+$	9,989 123	-23	-14	400×10^6
parasite 2	10	-35	-0,6	58×10^6

Le couplage des modes résonants indésirables est fortement diminué. Les modes parasites principaux affichent maintenant un coefficient de transmission inférieur à celui du mode $WGH_{15,0,0}^+$. Maintenant, ils ne perturbent plus le démarrage de l'oscillateur. Par contre, le facteur de qualité en charge du mode $WGH_{15,0,0}^+$ s'est dégradé par rapport aux résultats présentés dans la section précédente. Le résonateur a subi un grand nombre de cycles thermiques, de remises à pression atmosphérique et, de plus, a été refroidi en présence d'absorbant micro-onde. Sa surface est maintenant souillée par des impuretés. Pour remédier à cela, un nettoyage du résonateur est nécessaire. Mais la résolution du problème des modes parasites nous a mis en retard sur le planning du projet Elisa. Des résultats de stabilité de fréquence sont nécessaires rapidement et malgré une dégradation, Q_L continu d'afficher une valeur supérieur à la valeur limite de 330×10^6 calculée à l'aide de l'équation 1.16. C'est pour cela que nous décidons d'optimiser le couplage actuel. Les figures 2.53 et 2.52 représentent respectivement le coefficient de transmission S_{11} et de réflexion S_{21} du mode jumeau $WGH_{15,0,0}^-$ à 5 K.

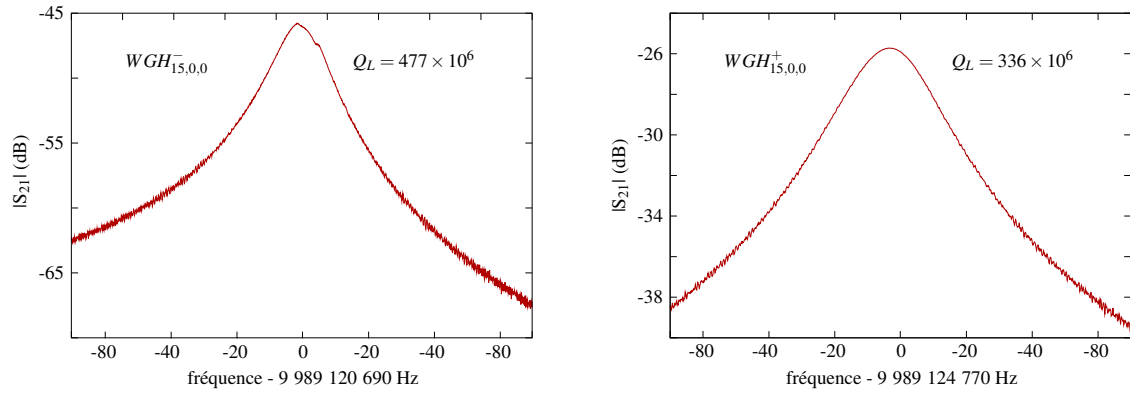


FIG. 2.52 – Cavité fermée à 5 K - coefficients S_{21} des modes jumeaux $WGH_{15,0,0}$ - Elisa

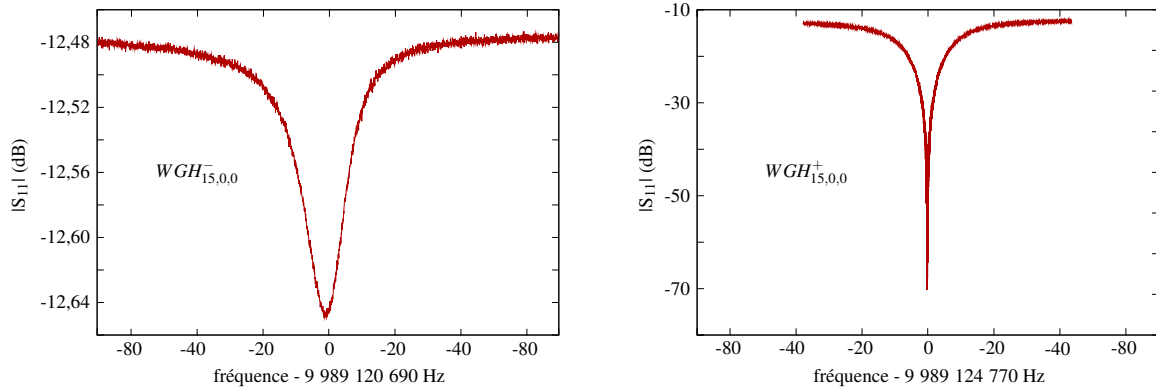


FIG. 2.53 – CCavité fermée à 5 K - coefficients S_{11} des modes jumeaux $WGH_{15,0,0}$ - Elisa

En résumé :

mode	ν_0 GHz	S_{21} dB	S_{11} dB	Q_L	β_1
$WGH_{15,0,0}^-$	9,989 120	-46	-0,2	477×10^6	0,01
$WGH_{15,0,0}^+$	9,989 125	-26,1	-57	336×10^6	1

Le mode jumeau $WGH_{15,0,0}^-$ est quasiment inexistant. Le mode supérieur $WGH_{15,0,0}^+$ affiche un facteur de qualité $Q_L = 336 \times 10^6$ pour un couplage critique. Les modes parasites, qui ne sont pas représentés ici, possèdent tous des pertes d'insertion inférieures à -30 dB.

C'est avec ces conditions que le premier oscillateur saphir cryogénique construit autour d'Elisa refroidie en cryostat a été réalisé. Mais la valeur du coefficient de surtension reste faible. Dans le but d'optimiser ce dernier, nous avons effectué un nettoyage du saphir après la validation des performances en cryostat. Elisa a été placé à l'intérieur du cryogénérateur d'Oxford Instrument avec les couplages suivants :

mode	ν_0 GHz	S_{21} dB	S_{11} dB	Q_L	β_1
$WGH_{15,0,0}^-$	9,989 120	-24,7	-29	757×10^6	1
$WGH_{15,0,0}^+$	9,989 125	-33,8	-1,7	1.7×10^9	0,1

2.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons validé le “design” de nos résonateurs Elisa et Alizée. Plusieurs configurations de couplage ont été testées pour obtenir un coefficient de surtension supérieur à 330×10^6 et supprimer les modes parasites rendant difficile le démarrage des oscillateurs sur le mode $WGH_{15,0,0}$. Au final, la configuration retenue comporte deux boucles magnétiques orientées à 180° l'une de l'autre et l'ajout d'une pièce d'absorbant micro-onde dans la cavité. Ainsi nous avons pu obtenir dans le meilleur des cas, un coefficient de surtension en charge d'approximativement 800×10^6 pour un couplage critique.

Chapitre 3

Technologies

Ce chapitre est composé de quatre parties.

Dans la première partie, nous détaillerons les comportements des principaux composants de l'oscillateur. Nous analyserons en détails les correcteurs de Pound et de puissance ainsi que les détecteurs quadratiques utilisés pour transcrire dans le domaine électrique les fluctuations de puissance micro-onde. Des mesures de bruit nous aideront à définir une limite de stabilité de nos oscillateurs due à ces électroniques.

Dans la seconde partie, nous présenterons les outils cryogéniques que sont le cryostat et le cryogénérateur à faible vibration mécanique. Des mesures du niveau de vibrations et de fluctuations thermiques résiduelles seront présentées.

La troisième partie comportera les caractéristiques de la chaîne de synthèse développée par Timetech GmbH en collaboration avec notre équipe.

Finalement, nous donnerons les conditions d'utilisation du compteur de fréquence pour permettre la validation des performances de nos CSO.

3.1 Boucle d'entretien

L'oscillateur dans sa plus simple forme, est constitué d'une cellule résonante et d'un amplificateur d'entretien. Un tel système est suffisant à la production d'un signal périodique mais sa stabilité de fréquence est extrêmement sensible aux fluctuations des paramètres environnementaux. Couramment, des contrôles électroniques sont ajoutés à la boucle d'entretien dans le but de minimiser ces fluctuations et, ainsi, améliorer de manière significative les performances de l'oscillateur.

Les oscillateurs saphirs cryogéniques ne dérogent pas à cette règle. De nombreux composants micro-ondes et des électroniques basses fréquences de contrôle s'additionnent à l'amplificateur d'entretien. La conception d'un CSO devient alors relativement complexe. La figure 3.1 représente cet ensemble.

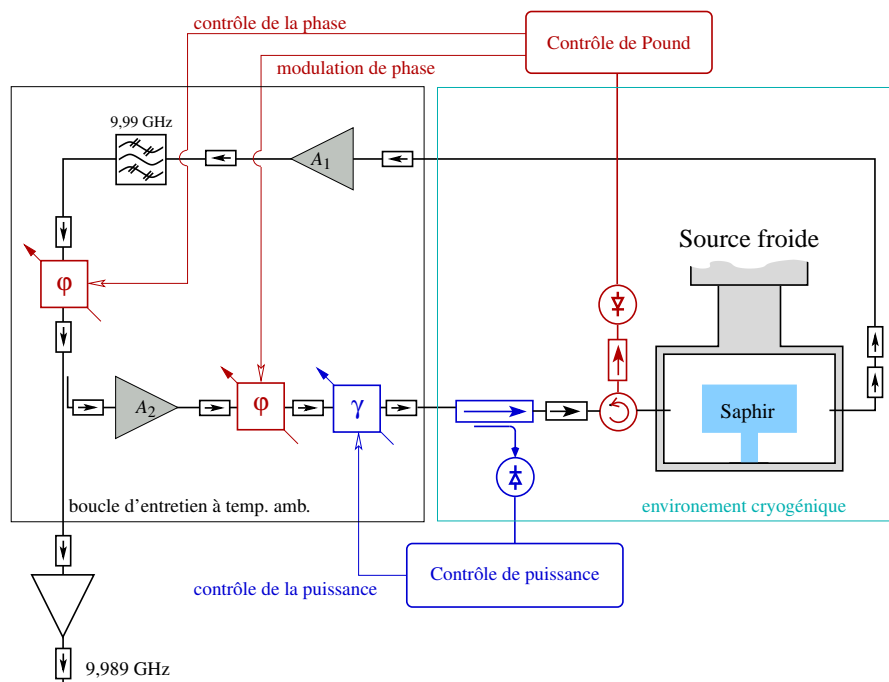


FIG. 3.1 – Schéma de nos oscillateurs saphirs cryogéniques

L'oscillateur saphir cryogénique est constitué de plusieurs sous-parties :

- le résonateur, décrit dans le chapitre précédent, constitue la référence de fréquence de l'oscillateur.
- l'amplificateur d'entretien dont le rôle est de compenser les pertes dans la boucle d'oscillation.
- le filtrage permettant de supprimer une partie des modes parasites.
- le détecteur de Pound. Ce contrôle asservit la fréquence d'oscillation de la boucle sur la fréquence de résonance du résonateur saphir. Il est composé d'une électronique basse fréquence et d'une détection synchrone (correcteur), d'un détecteur quadratique (capteur) et de déphaseurs commandables en tension (DCT) (actionneurs).
- le contrôle de puissance qui assure une puissance constante à l'entrée du résonateur. Il est composé d'une électronique basse fréquence (correcteur), un détecteur quadratique (capteur) et un atténuateur commandable en tension (ACT) (actionneur).
- la régulation de température. La fréquence de résonance étant une fonction de la température, cette dernière doit être régulée avec une grande résolution. Une sonde de température ainsi qu'un

dispositif de chauffage permettent de réguler la température du résonateur aux environs de sa température opérationnelle.

- l’environnement cryogénique. Deux types de technologies sont utilisées : le cryostat et le cryogénérateur.

Ces différents composants seront présentés dans ce chapitre.

3.2 Electroniques de contrôle

Dans cette section, les différents sous-systèmes qui composent les contrôles de Pound et de puissance sont étudiés. Nous trouverons les caractéristiques principales des capteurs (détecteurs quadratiques) identiques dans les deux systèmes, des actionneurs (déphaseurs et atténuateurs commandables en tension) et des correcteurs (électroniques basses fréquences).

3.2.1 Détecteur quadratique

Les contrôles de Pound et de puissance intègrent des détecteurs quadratiques. Leur fonction est de transcrire les variations de puissance micro-onde en variation de tension d’un signal électrique. La correction de ces phénomènes peut donc se faire à travers des fonctions électroniques basses fréquences simples.

Ces détecteurs exploitent la réponse non-linéaire d’une diode pour fournir une tension de sortie v_d proportionnelle à une puissance d’entrée P_{in} . La fonction de transfert est :

$$v_d = k_d P_{in} \quad (3.1)$$

où k_d définit le gain (ou sensibilité) du détecteur en V/W. La figure 3.2 représente le schéma typique d’une diode de détection.

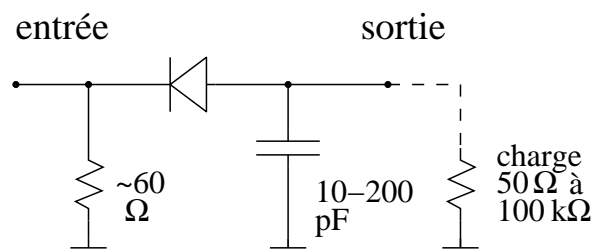


FIG. 3.2 – Schéma d’une diode de détection

La résistance d’entrée permet d’adapter la forte impédance de la jonction électrique en une valeur standard $R_0 = 50 \Omega$ indépendamment de la fréquence et de la puissance de fonctionnement. La capacité de sortie aide au filtrage de la porteuse du signal.

Plusieurs types de diodes existent, chacune utilisant des effets différents (effet Schottky, effet tunnel... [70, 71]). Dans le cas de nos oscillateurs saphirs cryogéniques, les diodes à effet tunnel sont employées. Elles présentent de fortes sensibilités et fonctionnent à température cryogénique.

Le banc de mesure de la sensibilité des diodes de détection est présenté en figure 3.3. Il est à noter que ces mesures ont été réalisées à température ambiante. Nous considérerons par la suite que ces résultats constituent un ordre de grandeur du gain des diodes à température cryogénique.

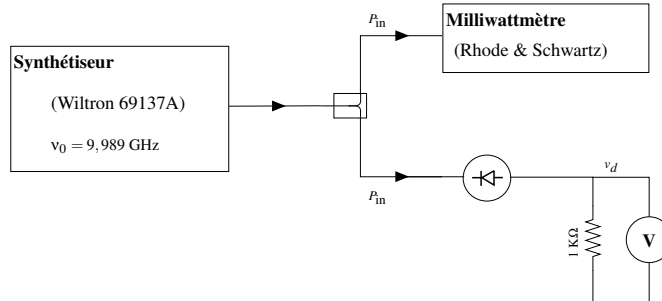


FIG. 3.3 – Schéma de principe de la caractérisation des diodes de détection

Le principe est simple. Le synthétiseur Wiltron délivre un signal micro-onde de fréquence 9,989 GHz dont nous faisons varier la puissance. Nous plaçons en sortie du synthétiseur un diviseur de puissance dont l'une des sorties est connectée à un bolomètre. La sortie restante est directement connectée à la diode à caractériser. Nous possédons ainsi une image fidèle de la puissance injectée P_{in} en entrée du détecteur quadratique. Par la suite, la tension v_d est mesurée aux bornes de la résistance de charge de la diode avec un voltmètre numérique haute résolution.

Nous pouvons alors tracer la caractéristique tension de sortie de la diode en fonction de sa puissance d'entrée et déterminer le gain k_d du détecteur. Plusieurs réponses sont tracées en figure 3.4 correspondant à trois exemplaires du même modèle de diode de détection Herotek DT0812.

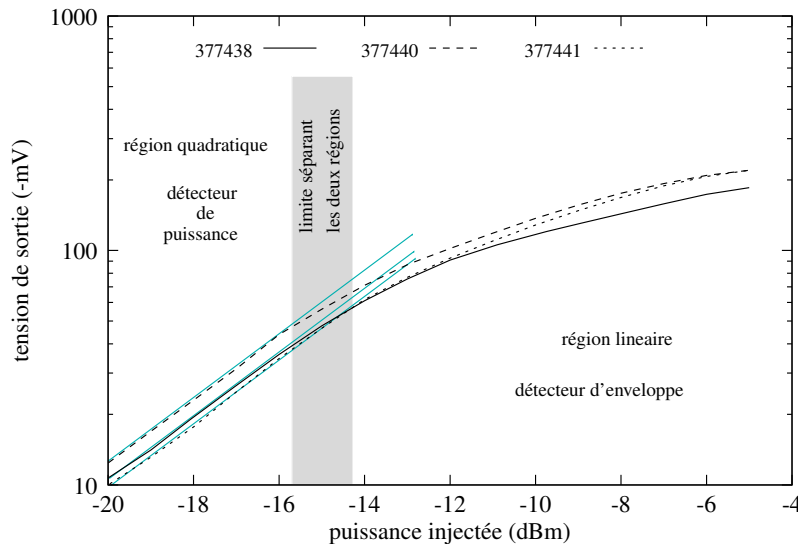


FIG. 3.4 – Sensibilité de trois diodes tunnels Herotek DT0812, porteuse à 9,989 GHz

Les sensibilités de chaque diode $|k_d|$ est de 1900-2000 V/W dans la région quadratique et de 400-500 V/W dans la région linéaire. Le changement de régions de fonctionnement varie faiblement suivant les diodes mais il se situe au alentour de la puissance de -15 dBm.

Ces détecteurs fonctionneront en détecteur de puissance pour obtenir un maximum de sensibilité. Par conséquent, ils seront toujours attaqués par une puissance inférieure à -15 dBm.

Bruit d'amplitude des diodes de détection

Les diodes de détection sont utilisées dans un grand nombre d'applications mais la mesure de leur bruit d'amplitude est absente de la littérature. La stabilité ultime de notre oscillateur est conditionnée par le bruit des diodes de détection. La détection des fluctuations de phase via le détecteur du correcteur de Pound est limitée par le bruit de la diode tunnel autour de la fréquence de modulation (bruit blanc). La limite imposée par le contrôleur de puissance est le bruit basse fréquence (bruit flicker) de la diode de détection. Il est donc important de quantifier le bruit de ce composant critique.

Nous avons ainsi développé un banc de mesure à haute résolution. Ce dernier a, dans un premier temps, été validé avec la mesure du bruit d'amplitude de diodes Schottky (plus résistantes aux chocs électriques que les diodes tunnels mais moins sensibles et ne fonctionnent pas à 4,2 K). Pour calculer la limite de stabilité imposée par les diodes utilisées, il sera bien sûr nécessaire de faire évoluer le banc pour permettre une mesure à température cryogénique.

Dans le cadre de ce travail, nous n'avons pas pu réaliser cette dernière étape essentiellement par manque de temps et de matériel (cryogénérateur indisponible pour une longue période de mesure).

Considérons un signal sinusoïdal

$$v(t) = V_0[1 + \alpha(t)]\cos[\omega_0 t + \phi(t)] \quad (3.2)$$

où $\alpha(t)$ et $\phi(t)$ sont respectivement les fluctuations relatives d'amplitude et de phase. Dans les conditions de faibles bruits ($\alpha(t) \ll 1$), la puissance s'écrit

$$P_{in} \approx \frac{V_0^2}{2R}(1 + 2\alpha(t)) = P_0 + \delta P \quad (3.3)$$

d'où

$$P_0 = \frac{V_0^2}{2R} \quad \text{et} \quad \delta P = \frac{V_0^2}{R}\alpha(t) \quad (3.4)$$

Les fluctuations d'amplitude peuvent alors être obtenues par la mesure des fluctuations de puissance δP

$$\alpha(t) = \frac{1}{2} \frac{\delta P}{P_0} \quad (3.5)$$

Par conséquent, la densité spectrale de bruit d'amplitude s'écrit

$$S_\alpha(f) = \frac{1}{4} S_{\frac{\delta P}{P_0}} = \frac{1}{4P_0^2} S_{\delta P} \quad (3.6)$$

Généralement, le spectre de bruit d'amplitude contient uniquement le bruit blanc $k_0 f^0$, le bruit de flicker $k_{-1} f^{-1}$, et une marche aléatoire $k_{-2} f^{-2}$.

$$S_\alpha(f) = \sum_{i=-2}^0 k_i f^i \quad (3.7)$$

$$= k_0 + k_{-1} f^{-1} + k_{-2} f^{-2} \quad (3.8)$$

La densité spectrale se traduit en variance d'Allan par

$$\sigma_{\alpha}^2(\tau) = \frac{k_0}{2\tau} + 2\ln(2)k_{-1} + \frac{4\pi^2}{6}k_{-2}\tau \quad (3.9)$$

la stabilité du détecteur est limitée par le palier flicker $\sigma_{\alpha} = \sqrt{2\ln(2)k_{-1}}$.

En utilisant la fonction de transfert du détecteur équation 3.1, La composante transitoire du signal détectée est $v_d = k_d\delta P$ qui est associée à $\alpha(t)$ par

$$v_d = 2k_dP_0\alpha(t) \quad (3.10)$$

Soit en densité spectrale de tension

$$S_v(f) = 4k_d^2P_0^2S_{\alpha}(f) \quad (3.11)$$

Ainsi, le spectre d' $\alpha(t)$ peut être mesuré en utilisant

$$S_{\alpha}(f) = \frac{1}{4k_d^2P_0^2}S_v(f) \quad (3.12)$$

Où $S_v(f)$ est une mesure en dBV^2/Hz .

Méthode expérimentale : il est habituel de comparer deux détecteurs [72, 73] comme le montre la figure 3.5.

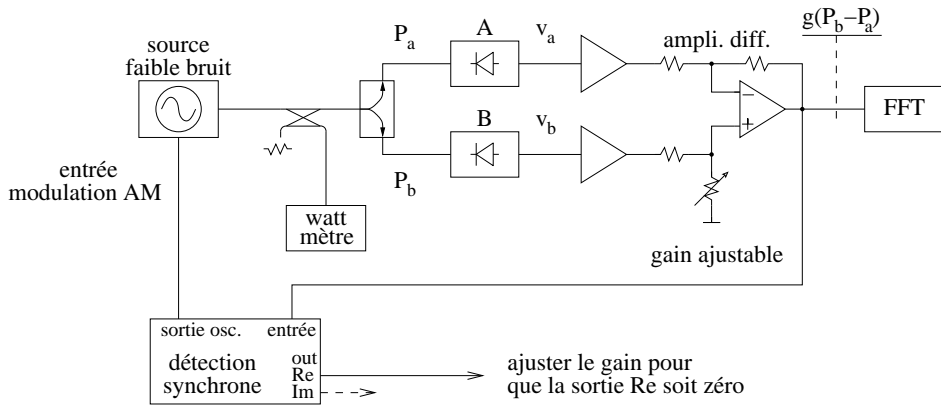


FIG. 3.5 – Schéma du banc de mesure traditionnel du bruit AM de diodes de détection

Le principe est de mesurer la densité spectrale d'amplitude du signal différentiel $g(P_b - P_a)$, où g représente le gain du système, lorsque que ce signal est nul. Pour cela, les deux diodes sous test doivent présenter une sensibilité proche, le faible écart pouvant être compensé en ajustant le gain d'une des voies de l'amplificateur différentiel. Pour cela, la source est modulée en amplitude et le gain de l'amplificateur différentiel est ajusté. Lorsque la sortie réelle de la détection synchrone est nulle, le signal peut être analysé. Cependant, ce montage ne permet d'accéder qu'au bruit des deux diodes, donc le résultat est basé sur la supposition que les deux détecteurs possèdent un bruit équivalent. Pour remédier à ce problème, une nouvelle approche de mesure du bruit AM des diodes de détection a été explorée. Le principe de l'expérience est représenté figure 3.6.

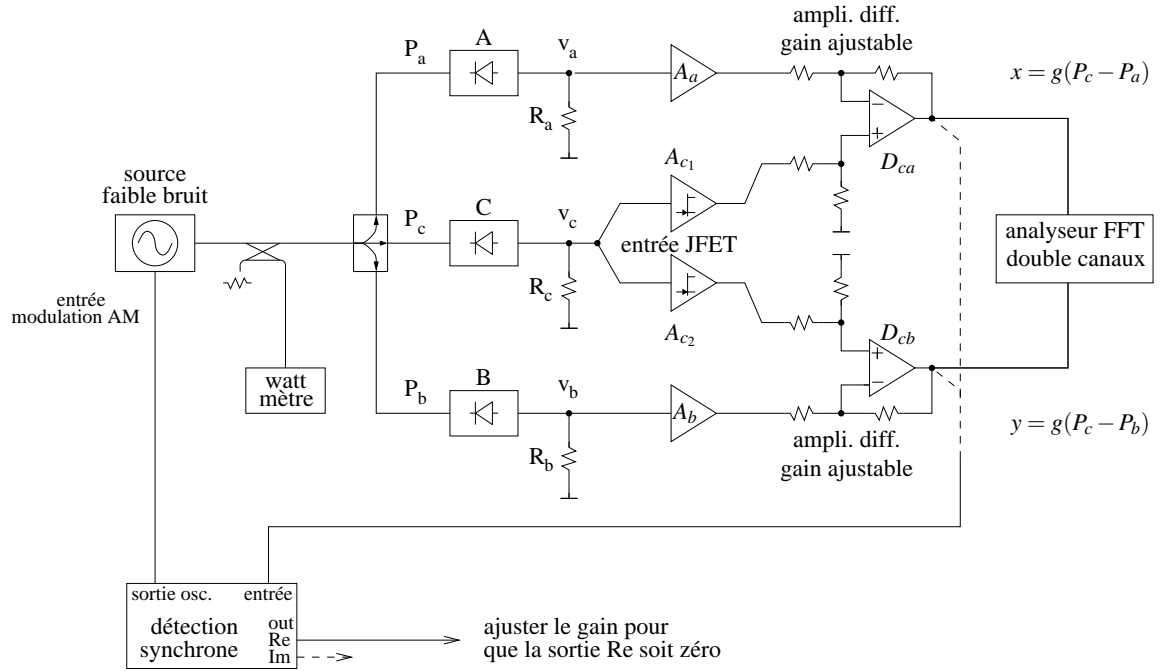
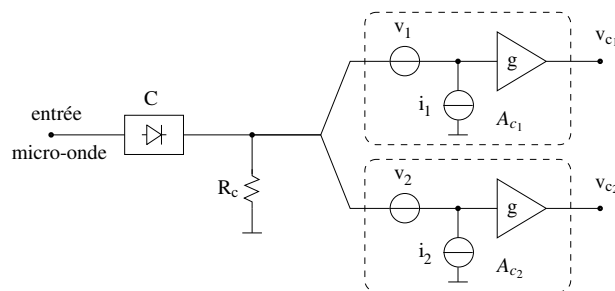


FIG. 3.6 – Schéma de l'expérience

Dans ce montage, le détecteur C est le composant sous test. Les deux autres détecteurs sont présents pour annuler l'effet des fluctuations d'amplitude de la source. Il est alors injecté $g(P_c - P_a) \approx 0$ et $g(P_c - P_b) \approx 0$ en entrée d'un analyseur FFT à deux canaux. Nous avons donc accès au bruit $S_v(f)$ de la diode de détection c du bras central après réjection du bruit des deux autres bras de mesure a et b par corrélation et moyennage par un nombre m . Pour que cela soit vrai, les quatre amplificateurs A_i et les deux amplificateurs différentiels D_j doivent être identiques.

Amplificateurs faibles bruits : la figure 3.7 représente le schéma équivalent de bruit de l'amplificateur central.

FIG. 3.7 – Schéma simplifié de "bruit" des amplificateurs A_{c1} et A_{c2}

Nous remarquons, à partir de cette figure, que la résistance R_c est commune aux deux amplificateurs A_{c1} et A_{c2} . Le bruit de courant des amplificateurs opérationnels est donc converti, à travers cette résistance, en un bruit de tension corrélé qui ne peut pas être réjecté. Cependant, l'utilisation d'amplificateur opérationnel sur base de transistors JFET permet de contourner ce problème. En effet, cette technologie présente le plus faible niveau de bruit de courant qui devient alors négligeable dans notre cas.

Cependant, le bruit thermique de la résistance de charge ne peut pas être rejeté. Elle devient alors une partie du détecteur. La valeur de cette résistance est généralement comprise dans un interval de quelques Ohms à 100 k Ω . Mais n'ayant encore aucune connaissance sur le bruit du détecteur, nous avons développé le système pour minimiser le bruit flicker des amplificateurs. Cette condition est atteinte lorsque

$$R = \frac{e_n}{i_n} \quad (3.13)$$

où e_n et i_n sont respectivement les bruits de tension et de courant de l'amplificateur opérationnel d'après le modèle d'amplificateur Rothe-Dahlke [74] dont les valeurs sont fournies dans la documentation constructeur.

Quatre amplificateurs faible bruit identiques (AD743 : Analog Devices) de gain 41 dB et deux amplificateurs différentielles (OP270 de la même compagnie) de gain 9 dB, ont été réalisés par Cyrus Rocher au sein de l'institut. La résistance de charge est calculée à 3,2 k Ω . La densité spectrale de bruit de tension de ces amplificateurs est représentée figure 3.8.

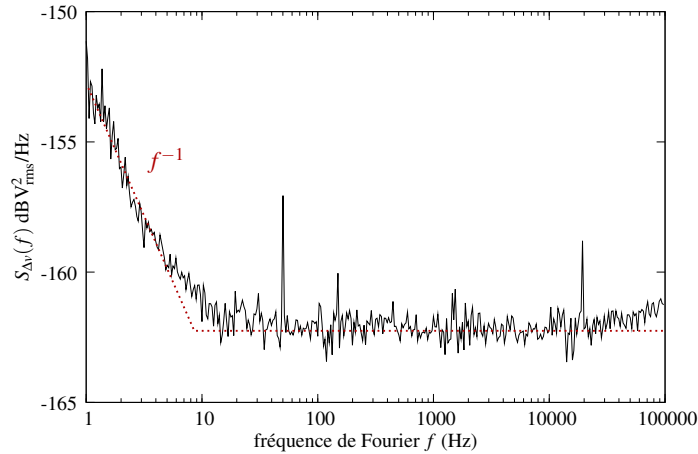


FIG. 3.8 – $S_{\Delta v}(f)$ d'un amplificateur faible bruit sur base d'AD743

Un bruit flicker de tension est mesuré à $-153 \text{ dBV}^2 \cdot \text{Hz}^{-1}/f$ pour les fréquences de Fourier $f \in [1 - 10 \text{ Hz}]$. $S_{\Delta v}(f)$ atteint un palier de bruit blanc à $-163 \text{ dBV}^2 \cdot \text{Hz}^{-1}$. Le bruit de tension de l'amplificateur différentiel a été mesuré lors des travaux de thèse de Pierre-Yves Bourgeois [51]. A 1 Hz, le bruit de tension est limité par un bruit flicker à $-149 \text{ dBV}^2 \cdot \text{Hz}^{-1}/f$. Puis il atteint un palier de bruit blanc à $-154 \text{ dBV}^2 \cdot \text{Hz}^{-1}$.

Bruit AM des diodes Schottky Herotek DZR400KA

Les premiers résultats ont été obtenus avec des diodes Schottky DZR400KA fabriquées par la compagnie Herotek. Les figures 3.9 et 3.10 montrent la fonction de transfert et le gain en V/W de quatre exemplaires. Ces mesures ont été effectuées suivant le principe figure 3.3 avec une résistance de charge de 3,2 k Ω .

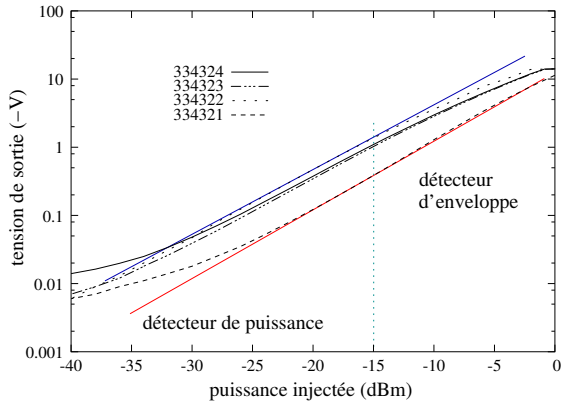


FIG. 3.9 – Fonction de transfert de 4 exemplaires de diode Schottky Herotek DZR400KA, fréquence de la porteuse 10 GHz

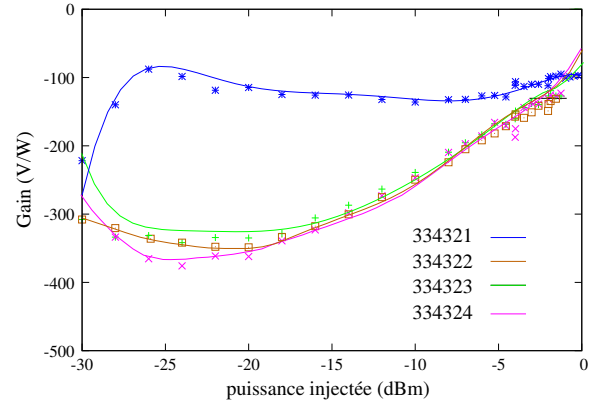


FIG. 3.10 – Gain de 4 exemplaires de diode Schottky Herotek DZR400KA, fréquence de la porteuse 10 GHz

Le bruit AM $S_{\alpha}(f)$ a été mesuré à -6, -10 (détecteur d'enveloppe) et -20 dBm (détecteur de puissance) pour une fréquence d'entrée de 10 GHz. Le tableau suivant résume le gain des quatre détecteurs pour les puissances précédemment citées.

S/N	$P_{in} = -20$ dBm	$P_{in} = -10$ dBm	$P_{in} = -6$ dBm
334321	-117	-133	-126
334322	-342	-274	-206
334323	-333	-242	-184
334324	-356	-248	-184

TAB. 3.1 – Herotek DZR400KA gain (V/W)

Les diodes 334321 et 334323 ont été caractérisées en bruit car elles présentent les sensibilités les plus faibles.

Cependant, pour que les mesures soient validées, elles doivent satisfaire deux critères : *i*- les résultats obtenus doivent être supérieurs au bruit résiduel de la source de fréquence, et *ii*- après moyennage, le spectre doit être plus élevé que la limite statistique donnée par le bruit d'un canal divisé par \sqrt{m} .

Bruit AM et taux de réjection de la source : le signal micro-onde, de fréquence 10 GHz, est fourni par un synthétiseur de fréquence Wiltron 69137A. Afin de mesurer $S_{\alpha}(f)$ de la source, le montage figure 3.6 est légèrement modifié comme le montre la figure 3.11.

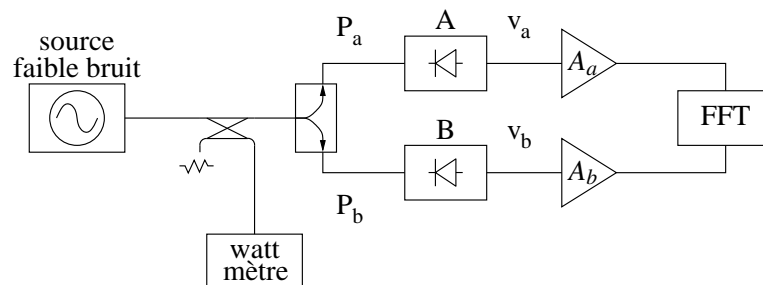


FIG. 3.11 – Schéma du banc de mesure du bruit AM de la source

Les sorties des amplificateurs A_a et A_b sont directement reliées à chaque canal de l'analyseur FFT. Nous pouvons alors, après corrélation et moyennage, parvenir au bruit de la source car commun aux deux bras de mesure. Les diodes utilisées dans le montage sont : 334323 et 334324. Le spectre de bruit $S_\alpha(f)$ est tracé en figure 3.12.

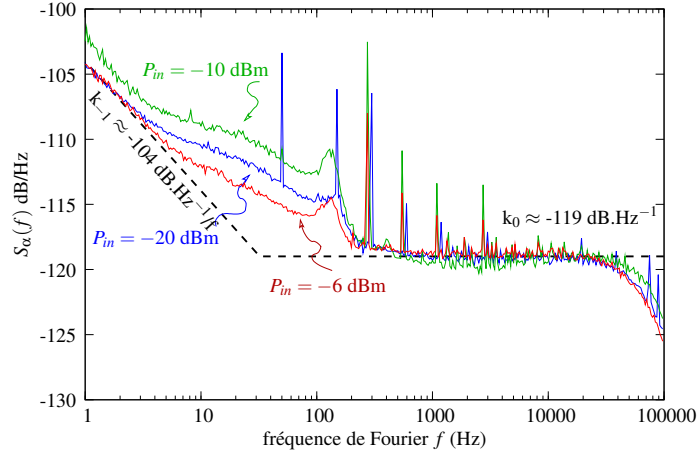


FIG. 3.12 – Bruit du synthétiseur Wiltron 69137A

Les puissances indiquées représentent les puissances en entrée des diodes. Il faut ajouter 10 dB à ces valeurs dû aux diviseurs de puissance et isolateurs micro-ondes utilisés en amont des détecteurs pour connaître la puissance délivrée par le synthétiseur. Pour chaque mesure, 400 moyennages ont été réalisés.

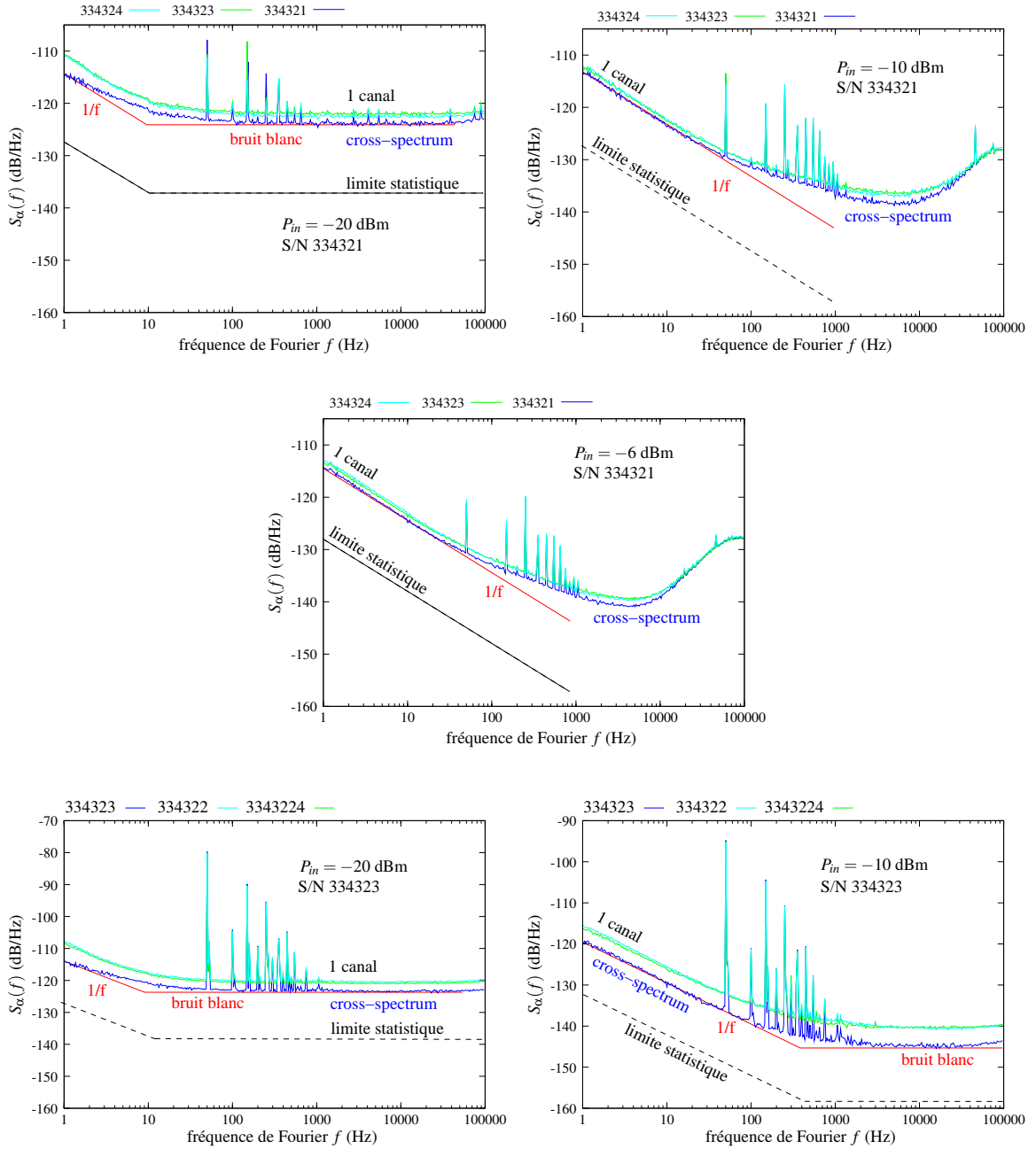
Le bruit AM du synthétiseur Wiltron 69137A est équivalent pour chaque puissance. Nous mesurons $k_{-1} \approx -104 \text{ dB.Hz}^{-1}/f$ pour $f \in [1 - 30 \text{ Hz}]$ et $k_0 \approx -119 \text{ dB.Hz}^{-1}$.

Pour mesurer le taux de réjection AM K de la source, nous utilisons le banc de mesure complet. Nous modulons en amplitude le synthétiseur de fréquence et nous mesurons la tension minimale accessible en sortie \Re de la détection synchrone V_{DS} après ajustement du gain de l'amplificateur différentiel. K est alors déterminé à l'aide de l'équation

$$K = \frac{\alpha_{B-A}}{\alpha_{mod}} \quad (3.14)$$

où α_{mod} est l'indice de modulation d'amplitude de la source et α_{B-A} l'indice de modulation AM résiduelle en sortie de l'amplificateur différentiel déterminé à partir de V_{DS} . Ainsi, nous obtenons un taux de réjection du bruit AM de la source d'environ 103 dB.

Résultats : le bruit $S_\alpha(f)$ des diodes Shottky 334321 et 334323 est représenté figure 3.13.

FIG. 3.13 – $S_\alpha(f)$ des diodes Schottky 334321 et 334323

Pour la diode de détection 334321, un bruit flicker $k_{-1} \approx -115 \text{ dB.Hz}^{-1} @ 1 \text{ Hz}$ est mesuré pour chaque puissance. Ce résultat, une fois converti dans le domaine temporel, se transcrit en un palier flicker $\sigma_\alpha = 2,1 \times 10^{-6}$. Pour la diode de détection 334323, nous notons une différence entre le résultat obtenu pour une puissance injectée de -10 dBm (détecteur d'enveloppe) ($k_{-1} \approx -120 \text{ dB.Hz}^{-1} @ 1 \text{ Hz} \Rightarrow \sigma_\alpha = 1,2 \times 10^{-6}$), et -20 dBm (détecteur de puissance) ($k_{-1} \approx -115 \text{ dB.Hz}^{-1} @ 1 \text{ Hz}$) équivalent à la valeur précédente [75]. Mais la diode 334321 ne présente pas de régime détection d'enveloppe (cf. figures 3.9 et 3.10). Ce fait peut justifier la différence observée. Cependant, d'autres mesures seront nécessaires.

3.2.2 La correction de fréquence : le détecteur de Pound

Dans la section 2.1.6 a été démontré que toutes les variations de phase engendrées par les systèmes composants la boucle d'oscillation sont transcrites en fluctuations de fréquence de l'oscillateur dans la bande passante du résonateur. Prenons un exemple simple pour quantifier cet effet.

Deux câbles coaxiaux semi-rigides relient le système résonant situé dans l'environnement cryogénique, à la boucle d'entretien placée à température ambiante. Ces câbles sont soumis à un fort gradient de température et leur longueur fluctue suivant les variations de la température environnante. Maintenant, considérons une longueur $l_0 \approx 3$ m de câbles qui représente $n \approx 100$ fois la longueur d'onde $\lambda \approx 30$ mm du signal de nos oscillateurs. Toutes variations de cette longueur dues aux fluctuations de la température, vont occasionner des variations de phase égales à $2\pi n \frac{\Delta l}{l_0}$ et par conséquent, par effet Leeson, des fluctuations de fréquence suivant la loi

$$\frac{1}{\Delta T} \frac{\Delta v}{v_0} = \frac{2\pi n}{Q_L} \alpha_{Cu} \approx 2,7 \times 10^{-12} \text{ K}^{-1} \quad (3.15)$$

avec α_{Cu} le coefficient de dilatation du cuivre égal à $1,7 \times 10^{-5} \text{ K}^{-1}$.

En conclusion, le plus simple composant de la boucle a des effets perturbateurs non-négligeables sur la stabilité de l'oscillateur. Il est par conséquent primordial de les corriger. Pour ce faire, un contrôle électronique particulier est inséré dans la boucle d'entretien : le détecteur de Pound.

Le détecteur de Pound permet de délivrer une tension proportionnelle à la différence entre la fréquence de l'oscillateur ν_{osc} et la fréquence de la cavité ν_0 . Cette différence constitue le signal d'erreur permettant d'effectuer la correction de fréquence en temps réel en agissant sur la phase de la boucle d'entretien. Le schéma de principe du contrôle de Pound est donnée en figure 3.14.

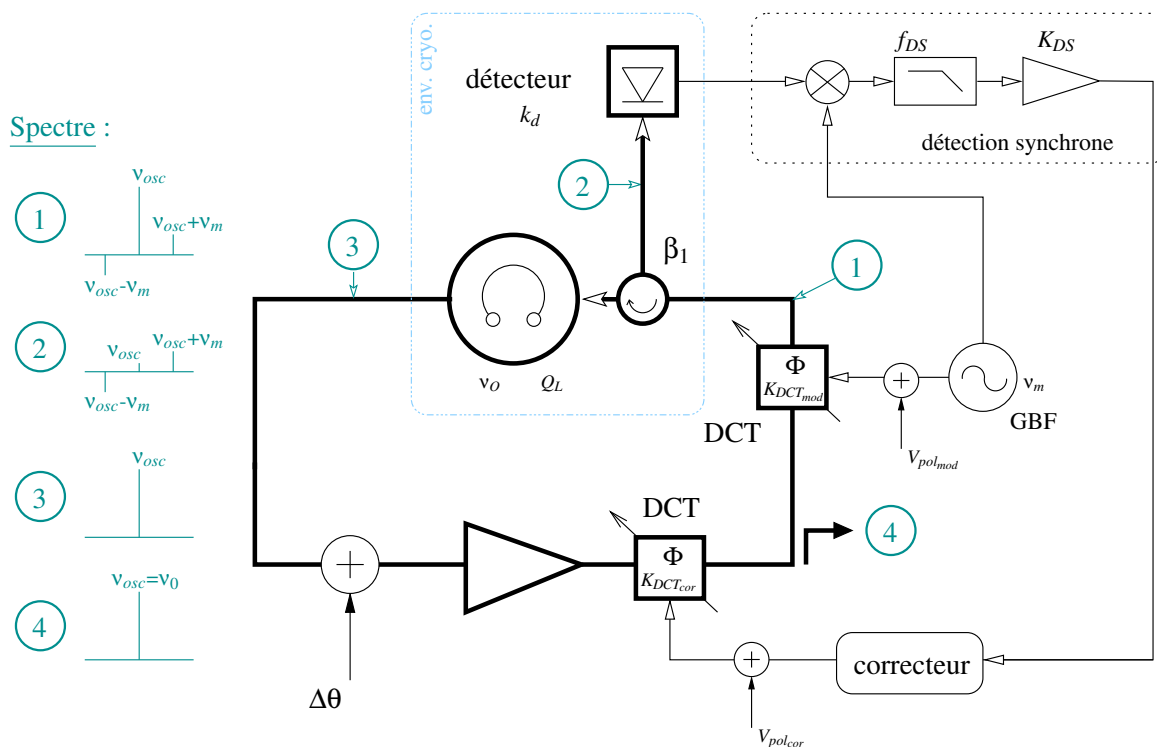


FIG. 3.14 – Principe du correcteur de Pound

Le signal d'oscillation est modulé en phase par l'intermédiaire d'un DCT de sensibilité $K_{DCT_{mod}}$ commandé par un simple générateur basses fréquences délivrant un signal sinusoïdal de fréquence ν_m . Le signal injecté en entrée de la cavité contient alors la porteuse de fréquence ν_{osc} et deux bandes latérales de modulation séparées de $\pm \nu_m$ de cette dernière (①). En sortie du système résonant, seule la porteuse subsiste (③), les bandes latérales étant filtrées par le résonateur. L'oscillateur n'est donc pas perturbé par la modulation de phase. En opposition, l'onde réfléchie par la cavité et extraite via un circulateur, est constituée des bandes latérales de modulation et d'un résidu de porteuse (②). Cette onde constitue le signal utile à la correction qui est injecté dans la diode tunnel.

Lorsque $\nu_{osc} = \nu_0$, le résidu de porteuse est en quadrature avec les bandes latérales de modulation. Le mélange des différentes raies dans la diode de détection se traduit par un signal continu proportionnel à la puissance utile et une composante à $2\nu_m$ résultant du mélange entre les deux bandes latérales.

Si $\nu_{osc} \neq \nu_0$, la porteuse subit un déphasage proportionnel à la différence $\nu_{osc} - \nu_0$. Un signal à la fréquence ν_m apparaît donc en sortie de la diode.

Le signal de sortie de la diode est ensuite démodulé et amplifié par la détection synchrone. La tension V_{DS} ainsi obtenue en sortie, est proportionnelle à l'écart de fréquence $\nu_{osc} - \nu_0$ [8, 51] comme le montre l'équation 3.16.

$$V_{DS} = -2k_d P_{inj} K_{DS} \varphi_m \frac{4Q_0 \beta_1}{(1 + \beta_1 + \beta_2)^2} \left(\frac{\nu_{osc} - \nu_0}{\nu_0} \right) \quad (3.16)$$

Avec P_{inj} la puissance de l'onde injectée dans la cavité, φ_m l'indice de modulation et K_{DS} l'amplification de la détection synchrone. Ce signal est ensuite intégré, puis injecté en entrée d'un second DCT de sensibilité $K_{DCT_{cor}}$ afin de maintenir $\nu_{osc} - \nu_0 = 0$ (④).

Nous remarquons que cette fonction est maximale lorsque $\beta_1 = 1$. Dans cette condition, la porteuse est totalement absorbée par la cavité.

Déphaseurs commandables en tension

Les déphaseurs employés sont contrôlables en tension et sont fabriqués par les compagnies Waveline et GT Microwave. La plage de contrôle est de 0 à -20 V pour les Waveline et de 0 à 10 V pour les GT Microwave. Leurs sensibilités, en °/V pour la phase et dB/V pour les pertes, ont été mesurées par l'intermédiaire d'un analyseur de réseaux. Les réponses en phase et pertes en fonction de la tension de commande sont tracées en figure 3.15 pour une fréquence d'entrée de 9,989 GHz.

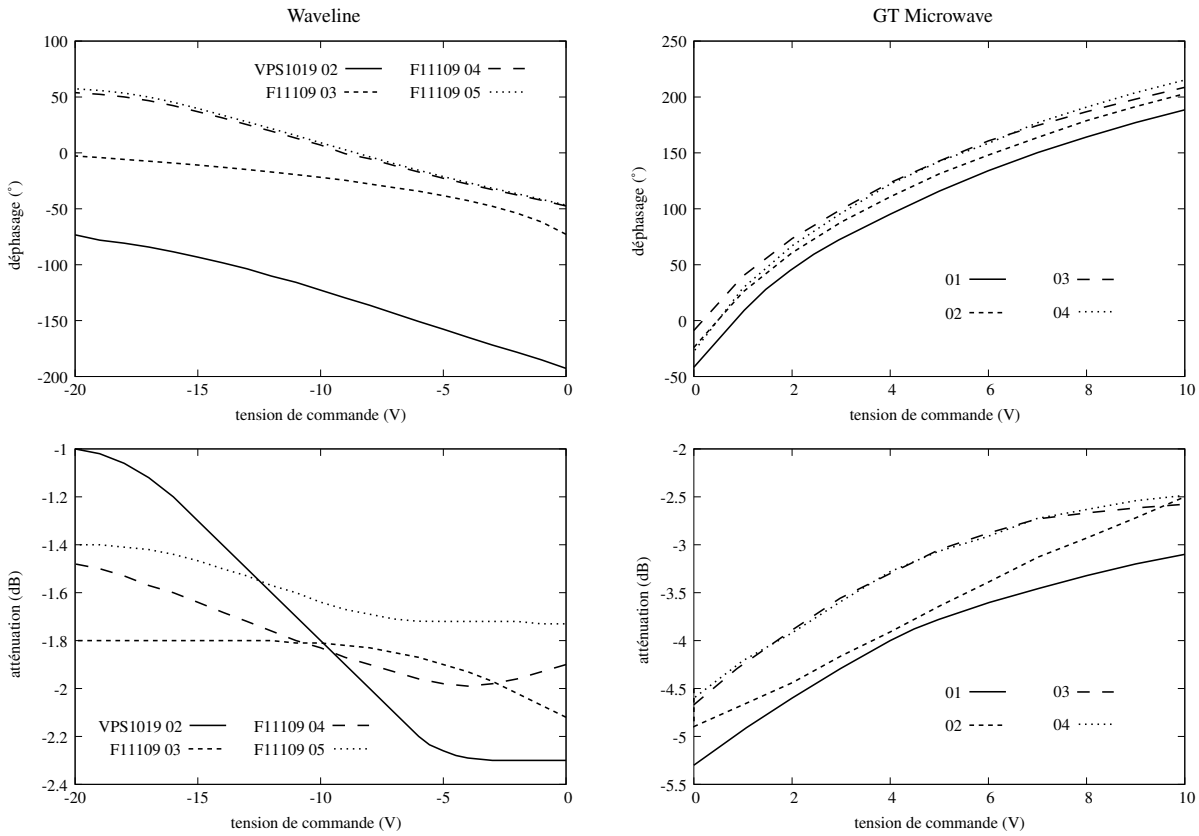


FIG. 3.15 – Atténuation et déphasage apportés par les déphaseurs commandés en tension GT Microwave et Waveline

Dans le cas des DCT fabriqués par la compagnie Waveline, la variation de phase est linéaire pour une plage de tension de -3 à -18 V. Les sensibilités mesurées sont proches pour chaque composant et sont comprises entre 4 et 6°/V (valeur absolue). Leurs pertes d'insertion dépendent également de la tension de polarisation.

Les GT Microwave présentent un fonctionnement linéaire pour les tensions de 3 à 10 V. La sensibilité est de l'ordre de 13°/V, supérieure à celle des Waveline. En contrepartie, leurs pertes d'insertion sont supérieures.

Le correcteur

Nous cherchons à maximiser la bande d'asservissement mais celle-ci est limitée par le filtre passe-bas de la détection synchrone.

La correction est assurée par un simple intégrateur dont la constante de temps est déterminée en fonction des paramètres de la détection synchrone. Pour la calculer, nous devons connaître la fréquence de coupure f_{DS} et le gain K_{DS} de cette dernière. Nous disposons alors de deux méthodes.

La première repose sur de simples calculs. En effet, la documentation technique de la détection synchrone Stanford Research Systems SR830 nous fournit :

$$K_{DS} = \frac{10V}{\text{sensibilité de la détection synchrone } S_{DS}(V)} \quad (3.17)$$

et

$$f_{DS} = \frac{1}{2\pi \cdot \text{constante de temps}} \quad (3.18)$$

Mais généralement nous utilisons la méthode expérimentale. La boucle de correction est ouverte et un bruit blanc est additionné à la tension de polarisation du DCT servant à la correction. Un analyseur FFT permet de tracer la fonction de transfert (cf. figure 3.16). Nous pouvons alors mesurer le gain maximal K_{DS} et la fréquence de coupure f_{DS} de la détection synchrone.

Une fois ces coefficients quantifiés, nous pouvons déterminer la constante de temps τ à l'aide de l'équation suivante.

$$\tau = \frac{K_{DS}}{2\pi f_{DS}} \quad (3.19)$$

Après la détermination de la constante de temps de l'intégrateur, l'observation du signal d'erreur en boucle fermée nous renseigne sur la stabilité de la boucle.

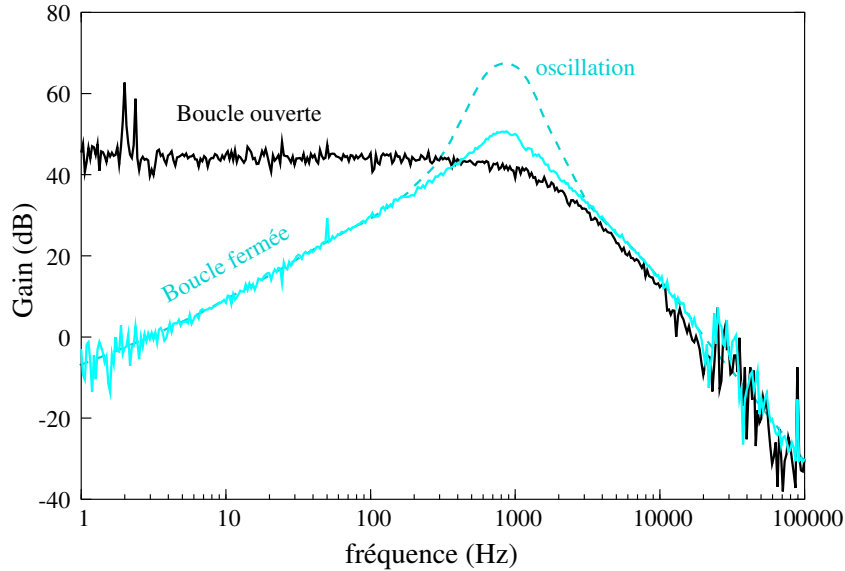


FIG. 3.16 – Fonction de transfert boucle ouverte et fermée d'Alizée

La figure 3.16 représente la fonction de transfert en boucle ouverte et en boucle fermée du détecteur de Pound. Lorsque que le réglage de la constante de temps n'est pas optimisée, la boucle peut entrer en oscillation ce qui dégrade la stabilité de fréquence.

En pratique, nous choisissons une fréquence de modulation de 5 à 10 fois supérieure à la bande passante du correcteur. Ensuite, nous fixons l'amplitude du signal modulant afin d'obtenir un coefficient de modulation compris entre 0,2 et 0,4. La sensibilité de la détection synchrone est augmentée jusqu'à oscillation de la boucle. Finalement, nous ajustons l'amplitude du signal de modulation pour se placer au maximum de gain avant oscillation de la boucle.

Il est à noter que ces paramètres varient d'un oscillateur à un autre, il est par conséquent nécessaire d'effectuer ce travail pour chaque nouvelle version d'oscillateur.

La schématique électrique de l'électronique de correction est disponible en annexe B.

Limite du détecteur de Pound

Pour quantifier la limite du détecteur de Pound, nous considérons que le bruit du détecteur quadratique à la fréquence de modulation est dominant par rapport aux bruits des autres composants constituant la boucle de correction [76].

D'après l'équation 3.16, nous pouvons écrire que pour une fluctuation Δv de l'oscillateur, la sortie de la détection synchrone va varier de ΔV_{DS} suivant

$$\Delta V_{DS} = D \times K_{DS} \times \Delta v \quad (3.20)$$

où D est la sensibilité du discriminateur de Pound. Pour des fluctuations quasi-statique de la fréquence

$$D = -4k_d P_{inj} J_0(\varphi_m) J_1(\varphi_m) \frac{4Q_0 \beta_1}{v_0(1 + \beta_1 + \beta_2)^2} \quad (3.21)$$

Si nous considérons les valeurs typiques : $P_{inj} = 0$ dBm (1 mW), $\varphi_m = 0,2$, $k_d \approx 340$ V/W la sensibilité d'une diode Schottky, un couplage critique soit $\beta_1 = 1$ et $\beta_2 = 0$ et par conséquent $Q_0 = 2Q_L = 1,4 \times 10^9$, nous calculons $|D| = 18,7$ mV/Hz. Maintenant, nous assumons que le bruit blanc de tension du détecteur quadratique est $e_n \approx 5$ nV/ $\sqrt{\text{Hz}}$, valeur déduite des résultats section 3.2.1. Alors

$$\sigma_{\text{limite}}^{\text{Pound}}(\tau) \approx 2 \times 10^{-17} \tau^{-1/2} \quad (3.22)$$

La stabilité de nos oscillateurs n'atteint pas cette limite comme nous pourrions le voir dans le chapitre suivant. Mais nous ne tenons pas compte des autres sources de bruit présentes dans la boucle de correction comme :

- le bruit de phase du circulateur et du déphaseur commandable en tension. Les composants passifs sont généralement considérés comme peu bruiteux par rapport aux composants actifs. Cependant dans le cas des oscillateurs à très faible bruit, le bruit de phase intrinsèque de ces composants devrait être considéré [77]
- le repliement spectral. Il a été démontré pour le détecteur optique Pound-Drever-Hall que le bruit intrinsèque du VCO à la fréquence de $2\nu_m$ peut être transféré dans la bande passante de la boucle de correction [78]. Un tel effet n'a jamais été considéré dans notre cas.
- la modulation d'amplitude résiduelle. Les déphaseurs commandables en tension présentent des pertes d'insertion qui sont fonction de la tension de commande. Par conséquent, lors de la modulation de phase, une modulation d'amplitude est produite. Cette modulation résiduelle va être interprétée comme une erreur par le détecteur de Pound qui va la corriger en agissant sur la fréquence. Mais ce problème peut être résolu en ajoutant un circuit de suppression de modulation d'amplitude [8].

En pratique, le détecteur de Pound limite la stabilité court terme à approximativement $1,5 \times 10^{-15} \tau^{-1/2}$ [8,51,79]. La figure 3.17 traduit l'effet Leeson dans le cas des oscillateurs saphirs cryogéniques à fort facteur de qualité soit $f_L < f_c$ où f_c est la fréquence de coin de l'amplificateur dépendante de la technologie. La courbe rouge montre l'effet du détecteur de Pound sur le bruit de phase de l'oscillateur.

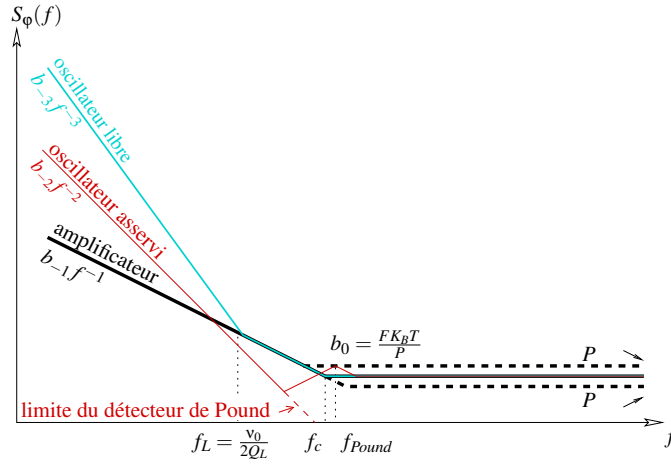


FIG. 3.17 – Bruit de phase de l'oscillateur obtenu par effet Leeson à partir de bruit de phase de l'amplificateur

3.2.3 La correction de puissance

L'électronique de contrôle de puissance corrige les fluctuations de puissance micro-onde à l'entrée du résonateur. Nous savons que ces dernières ont un impact sur la stabilité moyen et long terme. Une correction efficace aide à réduire la dérive de fréquence en minimisant par exemple, les fluctuations de fréquence engendrées par les variations de la pression de radiation appliquée sur le résonateur.

La figure 3.18 représente la boucle de correction.

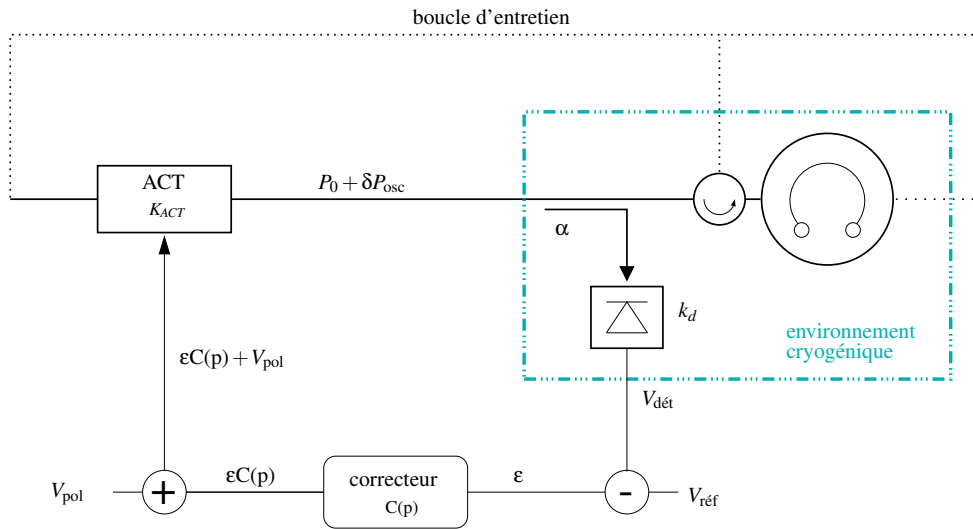


FIG. 3.18 – Principe de fonctionnement du contrôle de puissance

Un coupleur directionnel est placé dans l'environnement cryogénique, au plus près de l'entrée du résonateur. Cette configuration permet d'obtenir une image fidèle des variations de la puissance injectée. La sortie atténuée est directement connectée à une diode tunnel. Ce détecteur quadratique transcrit les fluctuations de puissance micro-onde en un signal électrique $V_{\text{dét}}$. Une tension de référence $V_{\text{réf}}$ est soustraite au signal précédent afin de supprimer la composante continue du signal utile et ainsi banir la mise

en saturation du correcteur. La correction est effectuée par un simple intégrateur de gain K_i . Le signal intégré est alors ajouté à la tension de polarisation V_{pol} commandant l'ACT.

Atténuateur commandable en tension

Afin de corriger les fluctuations de puissance, un atténuateur commandable en tension (ou en courant) est utilisé. Plusieurs modèles ont été caractérisés pour ces travaux. Ils proviennent des compagnies Miteq, Narda, GT Microwave et America Microwave Corporation. Leurs caractéristiques principales sont fournies dans le tableau suivant.

modèles d'ACT	alimentation	plage de fonctionnement
Narda 4806-40	aucune	0-2 mA
GT Microwave	± 15 V	0-10 V
AMC AGH-8018	± 12 V	0-6 V
Miteq TGD-311-112-X101	aucune	0-10 mA

TAB. 3.2 – Caractéristique des atténuateurs commandé en tension

Certains de ces ACT sont contrôlables en courant alors que l'électronique de contrôle de puissance développée ne possède qu'une sortie de tension. Pour contourner ce problème, une résistance est ajoutée en série entre la sortie de l'électronique et l'entrée de l'ACT. La valeur de cette résistance est importante. L'atténuateur peut être détériorer si cette dernière est mal calibrée. Une simple loi d'Ohm nous permet de déterminer pour une résistance donnée, la plage de tension de commande à respecter.

La figure 3.19 représente l'atténuation et le déphasage qu'engendrent les différents atténuateurs en fonction de leur tension de commande à la fréquence de 9,989 GHz. Ces paramètres sont mesurés à l'aide d'un analyseur de réseaux.

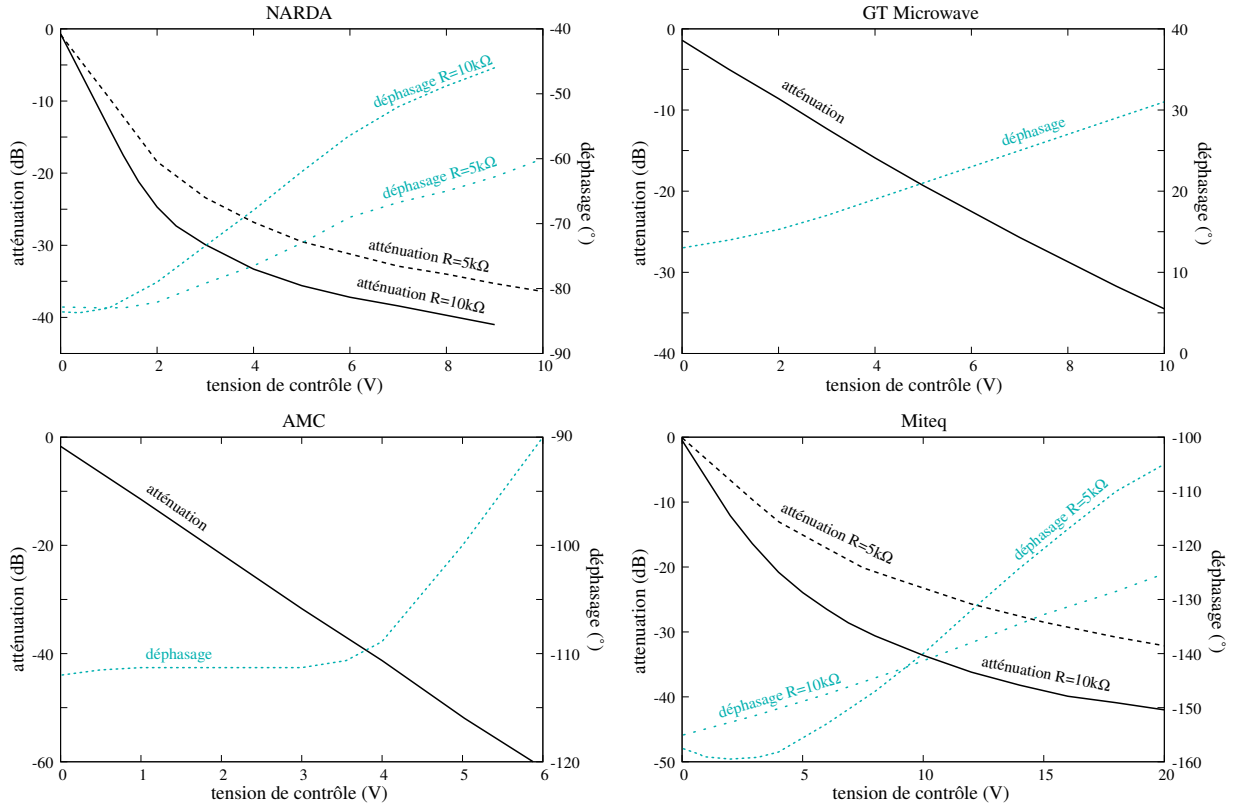


FIG. 3.19 – Atténuation et déphasage apportés par les atténuateurs commandés en tension GT Microwave, AMC, Miteq et Narda

Au vue de ces résultats, les ACT GT Microwave A3V-68-0MG ont été sélectionnés. Ces composants possèdent une sensibilité k_{ACT} de -3,4 dB/V. De plus, le déphasage qu'ils engendrent est faible en comparaison des autres atténuateurs ce qui minimisera les interactions entre les deux contrôles électroniques.

Electronique

Dans une boucle de correction, la limite ultime est le capteur servant à transcrire les fluctuations de la grandeur physique à corriger en un signal d'erreur, généralement électrique, exploitable par l'utilisateur. Mais dans la quasi-majorité des cas, le bruit corrigé des grandeurs physiques reste bien supérieur au bruit du capteur. Cependant, notre application est différente. Le niveau de performance de nos oscillateurs est tel que nous pouvons atteindre la limite du détecteur à condition d'optimiser l'électronique basse fréquence servant au traitement du signal d'erreur.

La fonction critique de l'électronique de contrôle de puissance est la soustraction de $V_{réf}$ à $V_{dét}$. Cette fonction définit la puissance de consigne sur laquelle la puissance injectée dans le résonateur est asservie. Par conséquent, des variations de la consigne entraîneront inévitablement des fluctuations de puissance. Pour en être convaincu, observons l'influence de la référence de tension sur la boucle de contrôle. Pour se faire, nous additionnons des perturbations $\delta_{réf}$ et δ_{pol} correspondant à $V_{réf}$ et V_{pol} . La figure 3.20 schématise la boucle de correction de puissance avec les perturbations.

Avec $C(p)$, K_{ACT} , k_d et α respectivement la fonction de transfert du correcteur, le gain de l'atténuateur commandable en tension, la sensibilité du détecteur et l'atténuation du coupleur directionnel. Les coefficients K_{c1} et K_{c2} correspondent aux pertes des câbles micro-ondes reliant l'enceinte à vide à la flasque

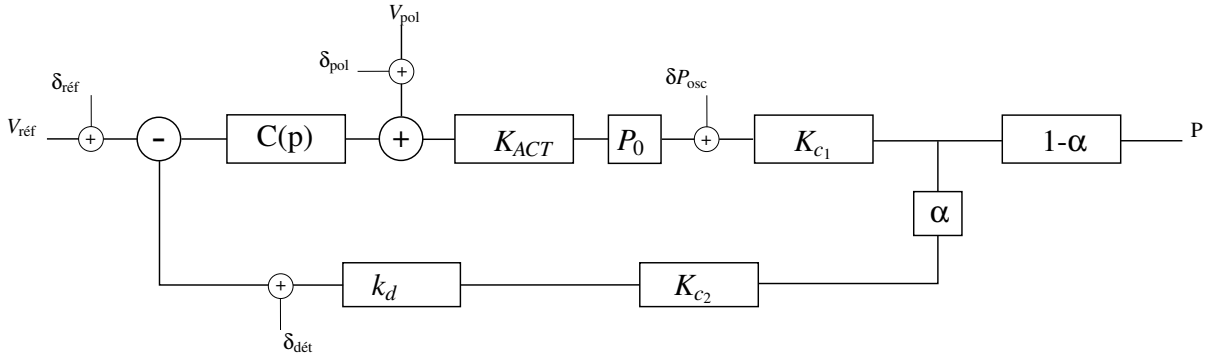


FIG. 3.20 – Schéma bloc du contrôle de puissance avec les principales perturbations

supérieure du cryostat ou cryogénérateur et la sortie du coupleur directionnel à l'entrée de la diode de détection. P_0 correspond à la puissance injectée en entrée de l'atténuateur commandable en tension.

En tenant compte des perturbations apportées par la référence de tension, le détecteur et l'oscillateur, la sortie s'écrit alors :

$$\begin{aligned}
 P(p) = & (V_{\text{réf}} + \delta_{\text{réf}} - (V_{\text{dét}} + \delta_{\text{dét}})) \cdot \frac{C(p)K_{ACT}K_{c1}(1-\alpha)P_0}{1 + C(p)K_{ACT}k_d\alpha K_{c1}K_{c2}P_0} + \\
 & (V_{\text{pol}} + \delta_{\text{pol}}) \cdot \frac{K_{ACT}K_{c1}(1-\alpha)P_0}{1 + C(p)K_{ACT}k_d\alpha K_{c1}K_{c2}P_0} + \\
 & \delta P_{\text{osc}} \cdot \frac{K_{c1}(1-\alpha)}{1 + C(p)K_{ACT}k_d\alpha K_{c1}K_{c2}P_0}
 \end{aligned} \quad (3.23)$$

Pour tracer le diagramme de Bode en gain de cette boucle de correction, nous définissons tout d'abord un point de fonctionnement quantifié par l'atténuation apportée par l'ACT. Ce dernier est généralement placé en sortie du deuxième amplificateur qui est fortement saturé d'où une puissance à son entrée de 10 dBm. La puissance du signal injecté sur le résonateur doit être inférieure à 0 dBm. Cette valeur permet d'obtenir une sensibilité du détecteur suffisamment élevée tout en évitant la saturation des diodes de détection. Il nous faut alors atténuer d'environ 10 dB. Dans ce cas, $V_{\text{pol}} \approx 3 \text{ V}$ (cf. figure 3.19) ce qui revient à $K_{ACT} = 0,1 \text{ V}^{-1}$.

Pour un intégrateur pur $C(p) = \frac{K_i}{p}$, le diagramme de Bode en gain de cette fonction est représenté en figure 3.21 pour les valeurs des coefficients correspondant aux paramètres de l'oscillateur Elisa disponibles dans le tableau 3.3.

Coefficients	valeurs
K_i	1/0,3
K_{ACT}	0,1 V ⁻¹
k_d	-2000 V/W
α	0,1
P_0	10 mW (10 dBm)
K_{c1}	≈ 0,32 (-5 dB)
K_{c2}	≈ 0,63 (-2 dB)

TAB. 3.3 – Valeurs des coefficients de la boucle de correction de puissance d’Elisa

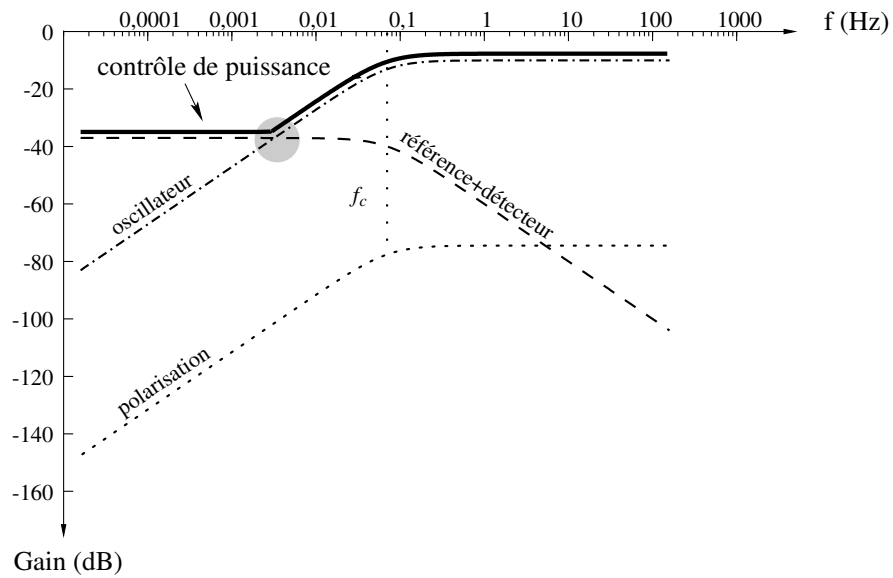


FIG. 3.21 – Diagramme de Bode en gain du contrôle de puissance vu en différents points de la boucle

A partir de ce diagramme, nous constatons que le bruit de l’électronique référence+détecteur limite la correction de puissance pour les fréquences inférieures à f_c . Il est donc dans notre intérêt de minimiser ce bruit pour atteindre $\sigma_y(\tau) = 3 \times 10^{-15}$ à 1 000 s. Pour cela, le bruit de l’électronique basse fréquence doit être inférieure au bruit du capteur afin d’atteindre la limite ultime du contrôle.

Electronique de contrôle de puissance version 1 : la première électronique a été développée autour de la référence de tension ultrastable LTZ1000ACH de la compagnie Linear Technology. La figure 3.22 représente la schématique simplifiée de cette version.

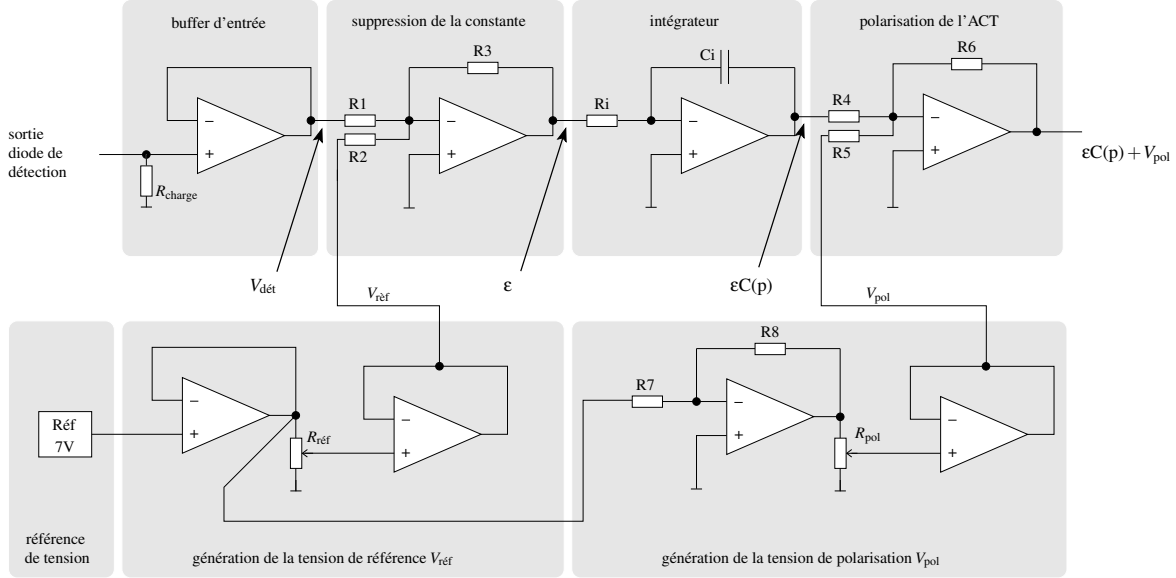


FIG. 3.22 – Schéma électrique de la première électronique de contrôle de puissance

Le bruit de tension total s'écrit comme la somme des sources de bruit de tension en considérant que celles-ci sont décorrélées. De manière simplifiée, le bruit en sortie de la soustraction s'écrit :

$$e_{tot}^2 = \left(e_{ref}^2 + 4e_n^2 + 4k_B T \left(R_{charge} + R_{ref} + \frac{R_1 R_2}{(R_1 + R_2) R_3} \right) + i_n^2 \left(\frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} \right)^2 \right) \times \left(\frac{R_3 (R_1 + R_2)}{R_1 R_2} \right)^2 \quad (3.24)$$

Avec T la température ambiante (300 K) et k_B la constante de Boltzmann ($1,38 \times 10^{-23}$ J/K). Le tableau suivant contient les valeurs des résistances, de e_n et de i_n .

sources de bruit	valeurs
e_{ref}^2	$8,35 \times 10^{-15} \text{ V}^2/\text{Hz}$
$e_n^2 = e_{n1}^2 = e_{n2}^2 = e_{n3}^2 = e_{n4}^2$	$6,24 \times 10^{-17} \text{ V}^2/\text{Hz}$
$i_n^2 = i_{n1}^2 = i_{n2}^2 = i_{n3}^2 = i_{n4}^2$	$4 \times 10^{-26} \text{ A}^2/\text{Hz}$
R_{charge}	1 kΩ
$R_1 = R_3$	118 kΩ
R_2	590 kΩ
R_{ref}	10 kΩ

TAB. 3.4 – Valeurs des différents bruits (données constructeurs) et des résistances

Le palier de bruit blanc de tension total est calculé à $1,5 \times 10^{-14} \text{ V}^2/\text{Hz}$ soit -138,2 dBV²/Hz. Alors qu'un bruit à 1 Hz est estimé à -128 dBV²/Hz.

Afin de comparer ces résultats à la pratique, une mesure a été effectuée à l'aide d'un analyseur FFT. L'entrée de l'appareil est directement connectée à la sortie de l'électronique. Nous obtenons le résultat

figure 3.23.

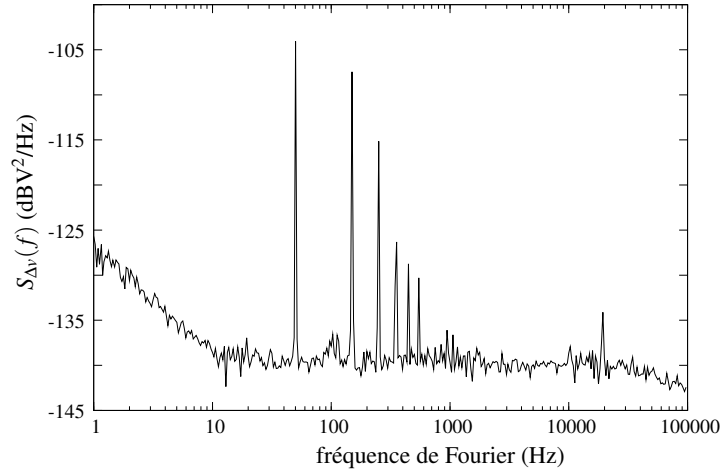


FIG. 3.23 – Bruit de tension $S_{\Delta v}(f)$ en dBV^2/Hz de la première électronique de contrôle de puissance

En pratique, un palier de bruit blanc est obtenu à $\approx -140 \text{ dBV}^2/\text{Hz}$ et un bruit flicker à 1 Hz de $\approx -128 \text{ dBV}^2/\text{Hz}$ ce qui est très proche des valeurs théoriques. Mais au vue de ces résultats, l'électronique BF est plus "bruyante" qu'un détecteur quadratique ($\approx -138 \text{ dBV}^2/\text{Hz}$ @ 1 Hz dans le cas d'une diode Schottky). Par conséquent, cette électronique doit être améliorée pour atteindre un bruit inférieur au bruit du capteur.

Mais avant toute chose, nous pouvons maintenant estimer un palier de stabilité dû à cette version de contrôle de puissance. A basse fréquence, $C(p)$ tend vers l'infini. Nous pouvons alors écrire, en considérant que le bruit de l'électronique $\delta_{\text{elec}} = \delta_{\text{réf}} + \delta_{\text{dét}}$:

$$\Delta P = \delta_{\text{elec}} \frac{(1 - \alpha)}{\alpha k_d K_{c2}} \quad (3.25)$$

D'où une DSP de bruit de puissance $S_{\Delta P}(f)$ égale à

$$S_{\Delta P}(f) = S_{\delta_{\text{elec}}}(f) \left(\frac{(1 - \alpha)}{\alpha k_d K_{c2}} \right)^2 \quad (3.26)$$

Notre oscillateur sera donc limité par un palier flicker à

$$\sigma_{y_{\text{limite}}}^{\text{Puissance}} = \Gamma \sqrt{2 \ln 2 S_{\Delta P}(1 \text{ Hz})} \quad (3.27)$$

avec $\Gamma = \frac{1}{P} \frac{\Delta v}{v_0} = 4 \times 10^{-8}/\text{W}$ la sensibilité de la fréquence de résonance du résonateur à la puissance. En considérant les valeurs énoncées dans le tableau 3.3 des différents coefficients, excepté pour $|k_d| \approx 242 \text{ V/W}$, nous calculons

$$\sigma_{y_{\text{limite}}}^{\text{Puissance}} = 1 \times 10^{-15} \quad (3.28)$$

Ce résultat est à la limite de la stabilité désirée ce qui confirme qu'une électronique BF plus performante est nécessaire.

Electronique de contrôle de puissance version 2 : nous avons décidé de choisir une nouvelle référence de tension du fait de la complexité de la mise en fonctionnement de la LTZ1000ACH. Plusieurs composants provenant de la compagnie Linear Technology ont été comparés. Le tableau suivant résume les principales spécifications de chacun.

modèles	tension de sortie	sensibilité à la température	$e_n(f)$ $0,1 \leq f \leq 10 \text{ Hz}$	$e_n(f)$ $10 \leq f \leq 1 \text{ kHz}$	stabilité long terme
LTZ1000ACH	7 V	0,5 ppm/°C	1,2 μV_{pp}	2,5 μV_{RMS}	4,5 ppm/1kh
LT1021	7 V	2 ppm/°C	3 μV_{pp}	2,5 μV_{RMS}	7 ppm/1kh
LT1027	5 V	2 ppm/°C	4 μV_{pp}	2 μV_{RMS}	20 ppm/1kh
LT1236	10 V	2 ppm/°C	6 μV_{pp}	3,5 μV_{RMS}	30 ppm/1kh

TAB. 3.5 – Caractéristique des références de tension Linear Technology

La référence de tension LT1021 a été sélectionnée. Il s'agit de la référence présentant les meilleures performances après la LTZ1000ACH. Elle affiche une faible sensibilité à la température et une faible dérive de tension. La deuxième amélioration apportée au système est l'emploi d'amplificateurs opérationnels OP27 de chez Analog Devices. Ils ont été préférés aux OP2177 de la version précédente car leur bruit de tension est inférieur d'un facteur 2,4 à celui de ces derniers (3,3 nV/ $\sqrt{\text{Hz}}$ en comparaison à 7,9 nV/ $\sqrt{\text{Hz}}$). De plus, le système de polarisation a été supprimé. Maintenant l'intégrateur réalise la polarisation en dérivant jusqu'à la tension de consigne. Ce principe supprime des sources de bruit et rend l'électronique beaucoup plus simple et par conséquent plus fiable.

La figure 3.24 représente la schématique simplifiée de la nouvelle version de l'électronique de contrôle de puissance. La schématique électrique complète est disponible en annexe C.

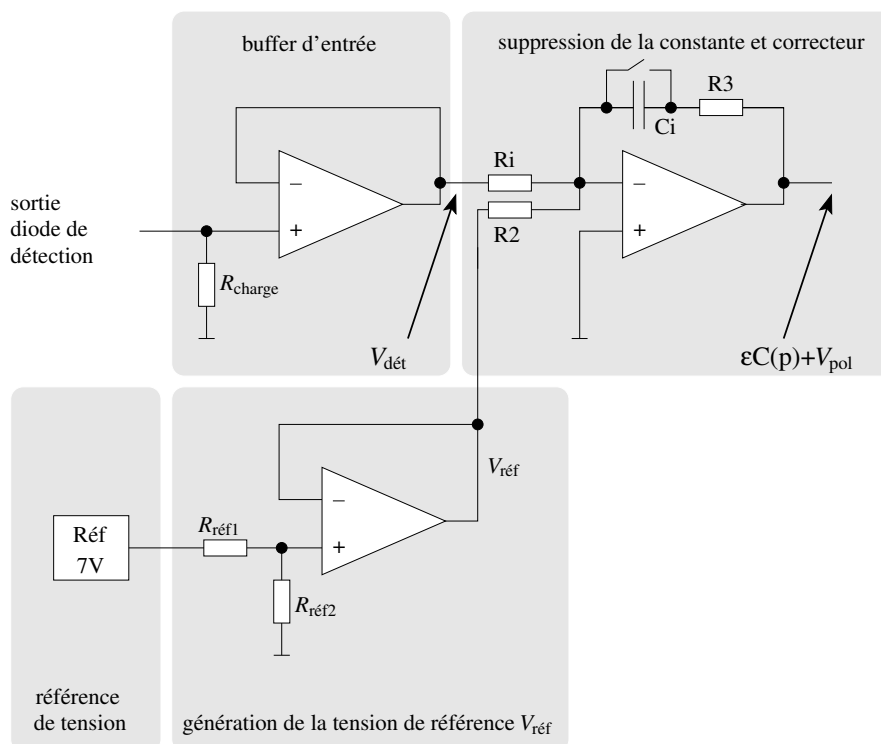


FIG. 3.24 – Schéma électrique de la seconde électronique de contrôle de puissance

Avec :

sources de bruit	valeurs
i_n^2	$1,6 \times 10^{-25} \text{ A}^2/\text{Hz}$
R_{charge}	1 k Ω
R_i	100 k Ω
$R_2=R_3$	10 k Ω
$R_{\text{réf1}}$	1,4 k Ω
$R_{\text{réf2}}$	5,6 k Ω

TAB. 3.6 – Valeurs des résistances

Le formule simplifié du bruit de tension est :

$$e_{\text{tot}}^2 = \left(e_{\text{réf}}^2 + 3e_{n_1}^2 + 4k_B T \left(R_{\text{charge}} + R_{\text{réf1}} + R_{\text{réf2}} + \frac{R_i R_2}{(R_i + R_2) R_3} \right) + i_n^2 \left(\frac{R_i R_2}{R_i + R_2} \right)^2 \right) \times \left(\frac{R_3 (R_i + R_2)}{R_i R_2} \right)^2 \quad (3.29)$$

Le palier de bruit blanc de tension total est calculé à $1,4 \times 10^{-15} \text{ V}^2/\text{Hz}$ soit -148,6 dBV²/Hz. Alors qu'un bruit à 1 Hz est estimé à -138 dBV²/Hz. Ces résultats sont confirmés par la mesure figure 3.25. Le bruit du contrôle est d'environ 10 dB inférieur à celui de la première électronique et atteint maintenant un niveau équivalent au bruit du détecteur.

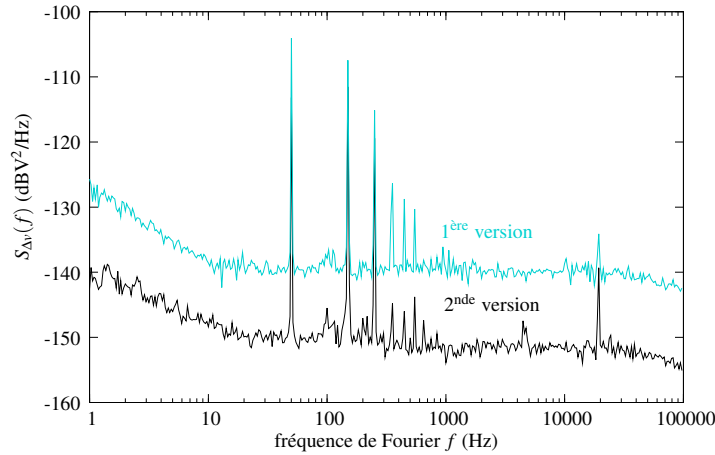


FIG. 3.25 – Bruit de tension $S_{\Delta v}(f)$ en dBV²/Hz de la seconde électronique de contrôle de puissance

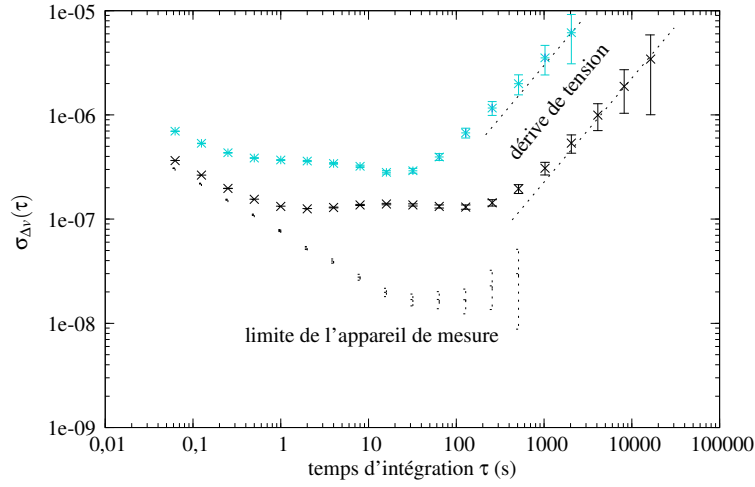
Nous obtenons donc une nouvelle limite à

$$\sigma_{\text{ylimite}}^{\text{Puissance}} = 3,5 \times 10^{-16} \quad (3.30)$$

Ce résultat est nettement inférieur à la stabilité de fréquence requise pour le projet.

Pour avoir une idée de la stabilité de fréquence pour les temps d'intégration long, une mesure de stabilité de tension a été effectuée. La sortie du contrôle de puissance est connectée à un voltmètre haute résolution (HP 3557A). Cette expérience nous permet de mesurer la stabilité de tension $\sigma_{\Delta v}(f)$.

Nous connectons tout d'abord un bouchon 50 Ω à l'entrée du voltmètre afin de déterminer la limite de l'appareil de mesure. Les résultats obtenues sont tracés en figure 3.26.

FIG. 3.26 – Stabilité de tension $\sigma_{\Delta V}(\tau)$ des deux électroniques de contrôle de puissance

Pour la nouvelle version, nous remarquons que la mesure est limitée par le banc jusqu'à $\tau = 10$ s. Ensuite la stabilité de tension atteint un palier de flicker de tension à $\sigma_{\Delta V} \approx 1,3 \times 10^{-7}$ jusqu'à $\tau = 200$ s. Ce résultat est en adéquation avec la mesure de bruit qui, une fois convertie, nous donne $\sigma_{\Delta V}(1 \text{ s}) \approx 1,4 \times 10^{-7}$. Ensuite, apparaît une dérive de tension estimée à $\sigma_{\Delta V} \approx 2 \times 10^{-5}/\text{jour}$ soit une dérive de fréquence d'approximativement $6 \times 10^{-15}/\text{jour}$. Ce résultat est nettement inférieur à la dérive engendrée par la version précédente de $7 \times 10^{-14}/\text{jour}$. Cette nouvelle électronique est en tout point de vue meilleure que la version précédente.

3.3 L'amplificateur

Nous avons vu que pour un oscillateur sans correcteur, la limite de stabilité était fixée par le bruit flicker de phase introduit par l'amplificateur (cf. section 1.3.3). Les expériences menées par Rodolphe Boudot [69] mettent en avant la qualité des amplificateurs AML. Ces derniers présentent un bruit de phase à 1 Hz de 15 dB inférieur à celui des amplificateurs de la compagnie Miteq habituellement utilisés par l'équipe [80]. Suite à ces résultats, de nouveaux composants équivalents ont été achetés et, afin de caractériser ces amplificateurs ainsi que les amplificateurs provenant de la compagnie Miteq déjà disponibles au laboratoire, un banc classique de mesure de bruit de phase à mélangeur saturé a été construit.

3.3.1 Banc de mesure de bruit de phase classique à mélangeur saturé

La figure 3.27 schématise le banc de mesure de bruit de phase d'un quadripôle classiquement employé.

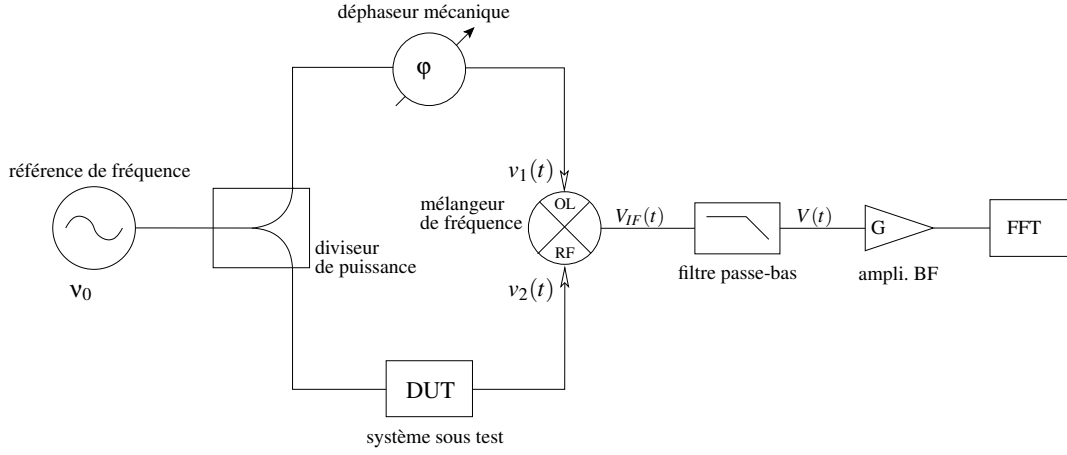


FIG. 3.27 – Banc de mesure de bruit de phase classique

Le principe est de saturer les deux voies d'entrée (voie OL et voie RF) d'un mélangeur de fréquence. Dans ces conditions, ce dernier fonctionne en détecteur de phase. Le signal de référence, modifié par le dispositif sous test (DUT), est injecté sur la voie RF. La voie OL reçoit le signal de référence déphasé par l'intermédiaire de ϕ de manière à obtenir la quadrature entre les deux signaux d'entrée. Considérons les tensions appliquées sur les entrées du mélangeur $v_1(t)$ et $v_2(t)$ telles que :

$$v_1(t) = A_1 \sin[2\pi v_0 t + \phi_1(t) + \frac{\pi}{2}] \quad \text{et} \quad v_2(t) = A_2 \sin[2\pi v_0 t + \phi_2(t)] \quad (3.31)$$

Le signal de sortie du mélangeur est :

$$V_{IF}(t) = D v_1(t) v_2(t) \quad (3.32)$$

avec D une constante. Nous obtenons alors :

$$V_{IF}(t) = \frac{DA_1 A_2}{2} [\sin[\phi_1(t) - \phi_2(t)] - \sin[4\pi v_0 t + \phi_1(t) + \phi_2(t)]] \quad (3.33)$$

Le filtre passe-bas placé en sortie du mélangeur permet de ne récupérer que la composante basse fréquence :

$$V(t) = k_\phi [\phi_1(t) - \phi_2(t)] = k_\phi \phi(t) \quad (3.34)$$

avec k_ϕ la sensibilité du mélangeur en V/rad et $\phi(t) = \phi_1(t) - \phi_2(t)$. En considérant que $\phi_1(t)$ est égal aux fluctuations de phase de la référence $\phi_{\text{réf}}$ et que $\phi_2(t)$ est la somme de $\phi_{\text{réf}}$ et des fluctuations de phase engendrées par le système sous test ϕ_{DUT} , alors :

$$V(t) = k_\phi \phi_{\text{DUT}}(t) \quad (3.35)$$

Le mélangeur fournit une tension proportionnelle à la différence de phase des signaux injectés sur ses voies d'entrées et donc au bruit de phase du DUT. La mesure de la densité spectrale de la tension $V(t)$, $S_V(f)$ obtenue à l'aide d'un analyseur FFT, nous permet de déterminer $S_\phi(f)$ en sachant que :

$$S_{\varphi}(f) = \frac{S_V(f)}{k_{\varphi}^2} \quad (3.36)$$

Mesure de k_{φ} : pour cela, nous faisons varier la phase du signal de référence à l'aide du déphaseur manuel φ_S jusqu'à obtention d'une tension maximale V_{max} en sortie de l'amplificateur. Ensuite, par le même procédé, nous mesurons la tension minimale accessible. Ces deux tensions doivent être égales en valeur absolue. k_{φ} est alors égal à :

$$k_{\varphi} = \frac{V_{max}}{G} \quad (3.37)$$

avec G le gain de l'amplificateur basses fréquences. La valeur de k_{φ} dépend du mélangeur utilisé mais aussi des puissance injectées à ses entrées. Pour obtenir des conditions expérimentales optimales, les signaux d'entrées doivent présenter des puissances de l'ordre de 10 dBm. Dans ce cas, k_{φ} est de l'ordre de 0,3-0,4 V/rad, suivant le mélangeur de fréquence utilisé.

3.3.2 Bruit de phase des amplificateurs

Les mesures de K_{φ} pour chaque amplificateur sont résumées dans le tableau suivant.

modèles d'amplificateur	gain en dB	k_{φ} en V/rad
miteq AFS6	44	0,293
miteq AFS4	30	0,291
miteq JS3	28	0,292
AML 104	24	0,36

Les résultats de bruit de phase $S_{\varphi}(f)$ de chaque amplificateur ainsi que le bruit de phase du banc de mesure pour $1 \leq f \leq 100\,000$ Hz sont tracés en figure 3.28. Pour un souci de clarté, une unique courbe de bruit de phase par modèle d'amplificateur est présentée en sachant que les résultats obtenus pour chaque exemplaire d'un même modèle sont identiques.

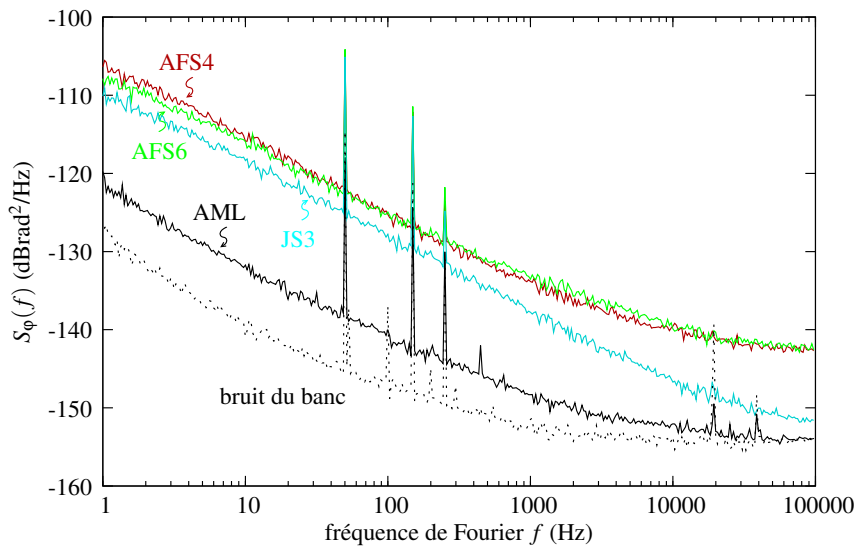


FIG. 3.28 – Bruit de phase $S_{\varphi}(f)$ en dBrad²/Hz des amplificateurs micro-ondes Miteq et AML

Les amplificateurs de la compagnie AML présentent un bruit de phase d'environ 10-15 dB inférieur à celui des amplificateurs Miteq. Pour cette raison, ils ont été utilisés pour la conception du premier oscillateur. Mais ces amplificateurs peuvent délivrer une puissance de sortie pouvant atteindre 26 dBm avant saturation alors que les déphaseurs commandables en tension utilisés pour la conception de la boucle d'entretien acceptent une puissance d'entrée maximale de 10 dBm. Si nous nous référons à la figure 3.1, il est facile de comprendre que l'utilisation d'amplificateur AML ajoute une contrainte supplémentaire à la réalisation, déjà complexe, de la boucle d'oscillation. C'est pour cela que notre choix s'est reporté sur les amplificateurs AFS4 et AFS6 de chez Miteq. La sortie de ces derniers sature à 10 dBm et leur bruit de phase reste malgré tout compatible avec les performances visées.

3.4 Technologies cryogéniques et contrôle thermique

Nous avons constaté que les meilleures performances sont obtenues au alentour de la température de l'hélium liquide où une compensation thermique naturelle existe. Deux technologies sont utilisées pour accéder à de telles températures : le cryostat et le cryogénérateur. Chacunes d'elles seront décrites dans cette section. Nous présenterons également le contrôleur de température utilisé dans nos expériences.

3.4.1 Le contrôle thermique du résonateur

Une limite de régulation a été calculée à 1 mK pour l'obtention de la stabilité de fréquence de 3×10^{-15} . Une aussi grande précision est tout à fait accessible au moyen d'un régulateur thermique commercial. Toutes nos expériences ont été réalisées avec l'utilisation de régulateurs Lakeshore 340.

La sonde de température le tableau 3.7 resume les caractéristiques des différents type de sonde de température pouvant fonctionner à la température de l'hélium liquide.

sonde	sensibilité	dérive	résolution du contrôle à 6 K
Cernox	-2.2 k Ω /K	± 25 mK/an	± 200 μ K
Carbon-Glass	-700 Ω /K	± 5 mK/an	± 400 μ K
Germanium	-20 Ω /K	± 1 mK/an	± 600 μ K

TAB. 3.7 – Caractéristiques des sondes (données constructeur)

Dans les expériences en cryostat, les sondes de type Germanium et Carbon-Glass ont été utilisées car disponibles au laboratoire. Les ingénieurs de la société Oxford Instruments ont équipé les différents étages du cryogénérateur, respectivement du plateau le plus chaud au plus froid, d'une PT100 et de deux Cernox.

3.4.2 Le cryostat

On peut qualifier cette technologie de "passive" car aucun mouvement mécanique n'est nécessaire à la production des frigories. Avant ces travaux, les oscillateurs présentant les meilleures stabilités de fréquence utilisaient un cryostat.

Il est composé d'un réceptacle contenant la pièce à refroidir, d'un réservoir d'hélium et d'un col, le tout entouré d'un superisolant pour réduire l'action de la radiation thermique (figure 3.29).

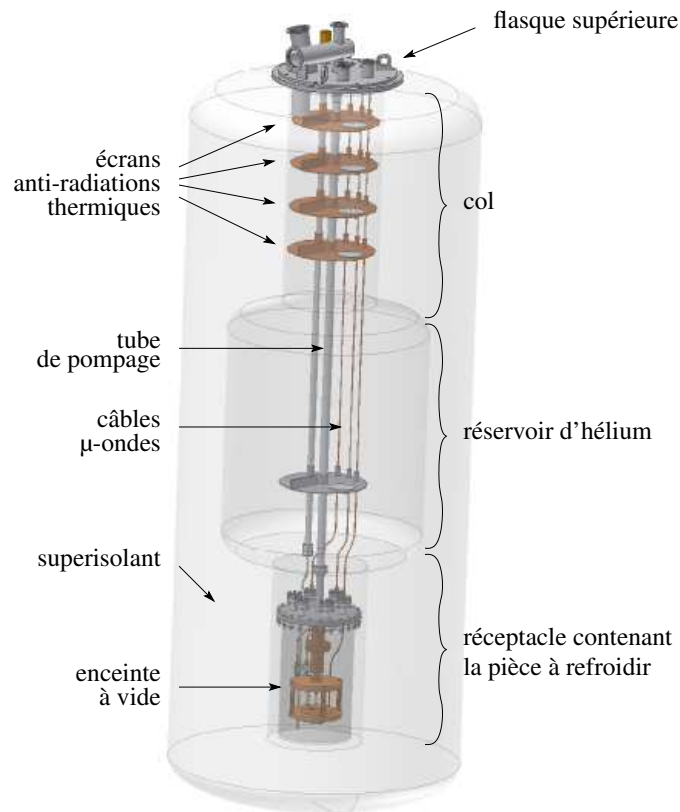


FIG. 3.29 – Représentation schématique du corps d'un cryostat

L'ensemble cavité/résonateur est placé dans une enceinte à vide. Le tout est attaché à un long bras constitué d'un tube permettant d'effectuer un vide poussé dans cette enceinte pour éviter tout dépôt sur le saphir lors du refroidissement. Des écrans antiradiations thermiques sont disposés régulièrement le long de ce bras afin de protéger l'environnement cryogénique de la radiation directe de la température de la pièce. L'enceinte est finalement placée dans le réceptacle et immergée dans un bain d'hélium (figure 3.29).

Lors d'une expérience en cryostat, nous évaporons environ 10,5 l/jour [51]. En considérant sa contenance de 100 l, une manipulation ne peut tenir plus de 10 jours sans interruption. Un remplissage régulier est donc nécessaire ce qui rend coûteux l'emploi de cryostat. C'est pour cela que la validation des requis du projet en utilisant la technologie cryogénérateur constituera une avancée dans le domaine des oscillateurs saphirs cryogéniques. Mais cette technologie reste tout de même la meilleure alternative à la validation des performances de nos oscillateurs [42, 81].

Filtrage thermique

Dans le montage figure 2.7, le doigt froid relie directement la cavité à la flasque supérieure de l'enceinte à vide. Malgré une régulation performante, un tel montage ne permet pas d'atteindre la stabilité de température minimale de 1 mK. Un filtrage thermique est donc nécessaire.

Le nouveau système est représenté en figure 3.30.

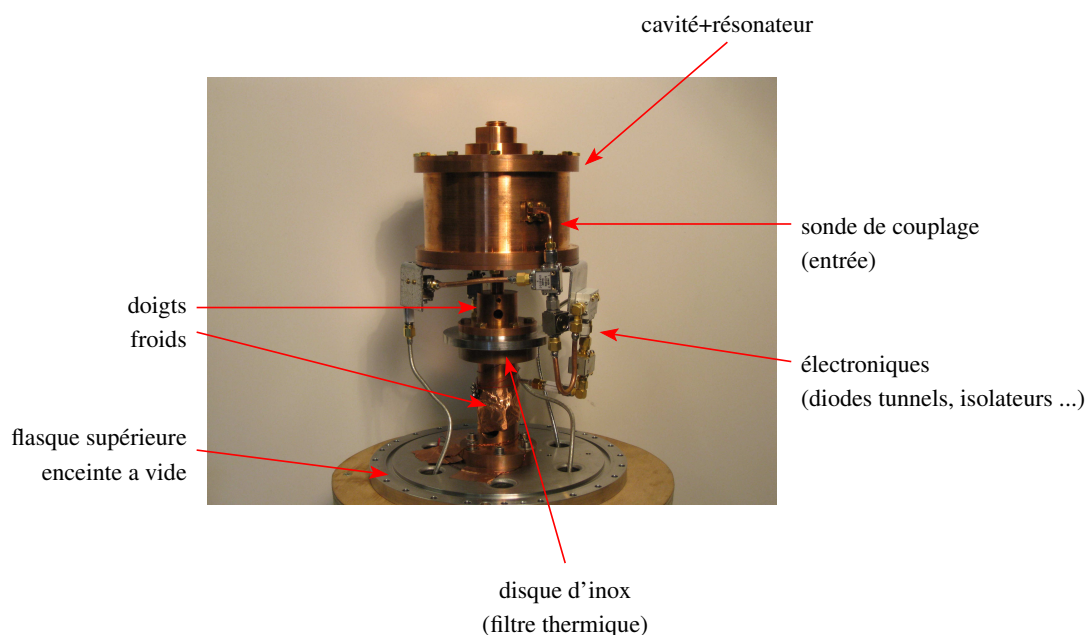


FIG. 3.30 – Montage mécanique de l'ensemble résonant dans l'enceinte à vide

Le nouveau système est constitué de deux doigts froids (cuivre) de petites tailles connectés entre eux via un disque d'Inox représentant le filtre thermique. L'Inox possède une forte capacité calorifique ($2,9 \times 10^{-3} \text{ J.g}^{-1}.\text{K}^{-1}$) à 6 K contrairement au cuivre ($2,4 \times 10^{-4} \text{ J.g}^{-1}.\text{K}^{-1}$) [82]. Les fluctuations rapides de température seront donc filtrées par le disque d'Inox. Mais ce matériau possède également une faible conductivité thermique ($3,8 \times 10^{-3} \text{ W.cm}^{-1}.\text{K}^{-1}$ en comparaison de $2,8 \text{ W.cm}^{-1}.\text{K}^{-1}$ du cuivre [82]) ce qui aura pour conséquence de limiter la température minimale accessible.

3.4.3 Le cryogénérateur

Les avantages de la technologie cryogénérateur sont sa longue autonomie (maintenance tous les 2 ans) et son environnement cryogénique stable. Mais les vibrations mécaniques qu'il produit sont préjudiciables à la stabilité des oscillateurs. Sans tenir compte du type de cryogénérateur utilisé ("Gifford-McMahon", "pulse-tube", "Stirling"), le mécanisme d'opération reste le même. Les cycles de compressions/expansions induisent des changements de dimensions de la chambre et des tubes contenant le gaz ce qui engendrent des vibrations mécaniques dont le niveau est fonction de la direction. Une évaluation du niveau de vibrations d'un cryogénérateur est disponible en [83]. Des systèmes de filtrage de type actif ou passif ont donc été étudiés pour minimiser ce phénomène.

G.J. Dick *et al* sont les précurseurs dans la conception d'un oscillateur saphir cryogénique intégrant un cryogénérateur de type "pulse-tube" possédant un filtrage mécanique. Les performances, en terme de stabilité de fréquence, sont de 2×10^{-14} à 1 s (limitées par les vibrations induites par le cryogénérateur), 4×10^{-15} à 1 000 s avec une dérive de fréquence de 10^{-14} /jour [50].

Ces résultats restent supérieurs à nos objectifs. Un système de filtrage mécanique plus performant est donc à développer. Deux techniques s'offrent à nous.

Filtrage passif : des tresses de cuivre peuvent servir à conduire les frigories sans transférer les vibrations mécaniques. La réalisation la plus simple [81] consiste à suspendre le résonateur à la partie froide

du cryogénérateur via des cordons thermo-conducteurs. Dans ce cas, l'élasticité des cordons et la masse du résonateur forment un filtre mécanique de type passe-bas.

Un faisceau comprenant un grand nombre de tresses composées de fils de cuivre semble être une version optimale de filtrage. Plusieurs réalisations où le résonateur est connecté au plateau froid à travers plusieurs écrans thermiques par l'intermédiaire de nappe thermo-conductrice de ce genre sont accessibles en références [84, 85]. Une version améliorée d'un filtrage mécanique reprenant ce principe semble être l'alternative idéale à la réduction des mouvements de la tête froide du cryogénérateur

Filtrage actif : les opticiens utilisent, pour leurs expériences nécessitant un support sans vibrations mécaniques, des tables optiques incorporant un système actif de filtrage des vibrations. Nous pouvons nous inspirer de ces systèmes et implanter un filtrage actif entre la tête froide du cryogénérateur et son support rigide. Il faut noter que les vibrations sont périodiques, donc prévisibles. Il est ainsi possible de les annuler à travers un contrôle électronique [86].

Sensibilité aux vibrations mécaniques : la sensibilité de la fréquence de résonance d'un mode WG aux vibrations a été mesurée à $-5 \times 10^{-10}/g$ [87] à température ambiante et suivant les trois directions. Mais il est à noter que la dureté, définie par le module d'Young, du saphir change faiblement avec la température. Le matériau saphir ne "réagira" donc pas de la même manière aux contraintes mécaniques à température ambiante et à température cryogénique.

C'est pour cela que G.J. Dick *et al* [88] ont entrepris la modélisation par éléments finis de la sensibilité de résonateurs saphir à l'accélération. Un objectif de $\leq 1 \times 10^{-9}/g$ en terme de sensibilité à l'accélération est mentionné en [86, 89] qui est du même ordre de grandeur que la sensibilité à température ambiante citée ci-dessus.

Des travaux plus récent réalisés par Mark Oxborrow [13], en collaboration avec l'Institut FEMTO-ST, ont mené à un résultat de $-3,2 \times 10^{-10}/g$.

L'objectif principal du projet ELISA est une stabilité de fréquence de 3×10^{-15} d'où, à partir de la donnée précédente, une accélération maximale de $9,3 \times 10^{-6} g$. Si nous représentons le déplacement que subit le résonateur par une fonction sinusoïdale $z(t) = Z_0 \sin(\omega t)$ alors l'accélération s'écrit :

$$\frac{d^2 z}{dt^2} = -\omega^2 Z_0 \sin(\omega t) \quad (3.38)$$

Typiquement, la source principale de vibration d'un cryogénérateur est à la fréquence des cycles de refroidissement soit 1 Hz. L'équation se simplifie alors comme :

$$\frac{d^2 z}{dt^2} = -4\pi^2 Z_0 \sin(\omega t) \quad (3.39)$$

D'où, pour une accélération maximale de $9,3 \times 10^{-6} g$:

$$Z_0 \leq \frac{9,3 \times 10^{-5}}{4\pi^2} \quad (3.40)$$

$$Z_0 \leq 2,3 \mu m \quad (3.41)$$

L'objectif est un maximum de déplacement résiduel de $2,3 \mu m$.

Stabilisation de la température : un autre point important dans la conception de notre cryogénérateur, est le filtrage de l'oscillation de température inhérente au mécanisme de refroidissement. En effet, le niveau des fluctuations de température dans un cryogénérateur Cryomech PT405 a été mesuré à 200 mK pic à pic, ce qui est largement supérieur au 1 mK requis. Un filtrage thermique entre le doigt froid et le plateau expérimental où sera fixé la cavité est primordial.

3.4.4 Le cryogénérateur à faibles vibrations mécaniques d'Oxford Instruments

Nous avons fait appel à la compagnie Oxford Instruments pour la conception de notre cryogénérateur. Le figure 3.31 représente l'intérieur du système.

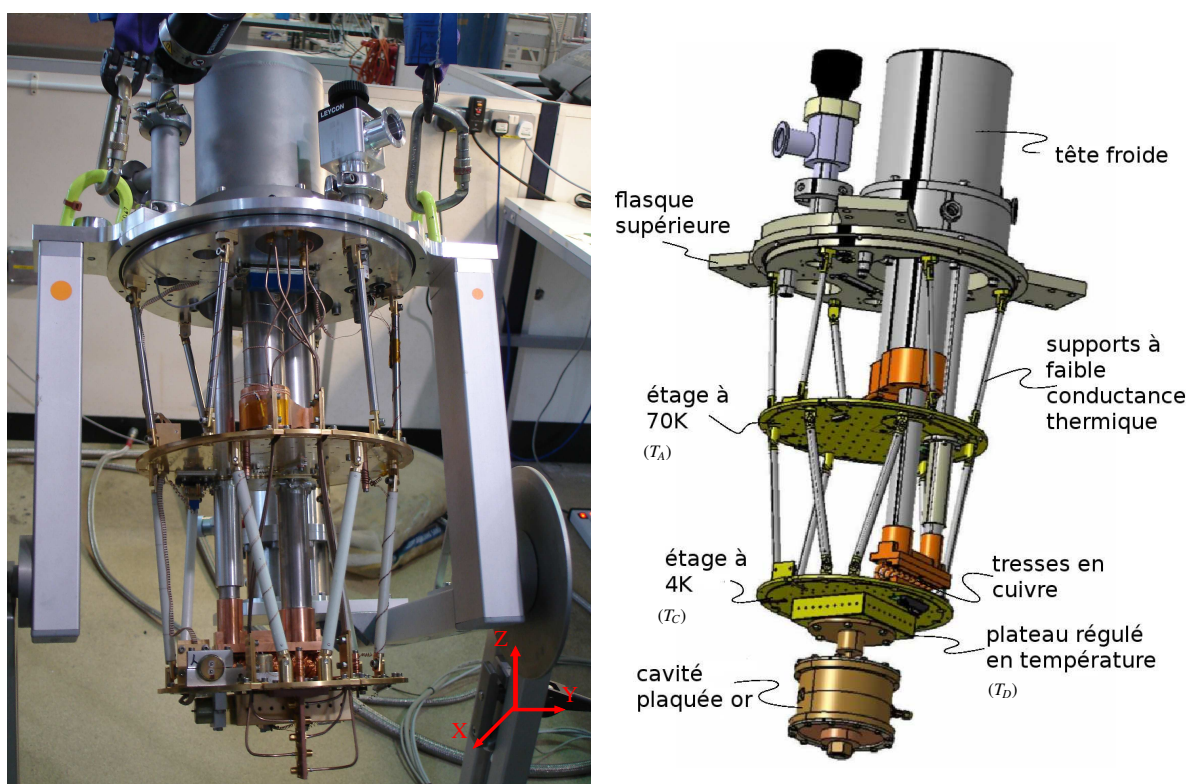


FIG. 3.31 – Photographie et représentation 3D du cryogénérateur de la société Oxford Instruments

La tête froide est produite par la compagnie Vericold. Il s'agit du modèle VT4-500 de type pulse-tube.

Le filtrage mécanique se fait à travers des supports rigides fabriqués dans un matériau de faible conductance thermique. Ils relient la flasque supérieure au deux autres plateaux. Ces supports sont disposés de manière à ne pas transmettre de mouvements verticaux. Des tresses de cuivre complètent le filtre. Elles relient le doigt froid au plateau expérimental (étage à 4 K) et permettent la transmission de la puissance frigorifique tout en filtrant les vibrations (cf. figure 3.32).

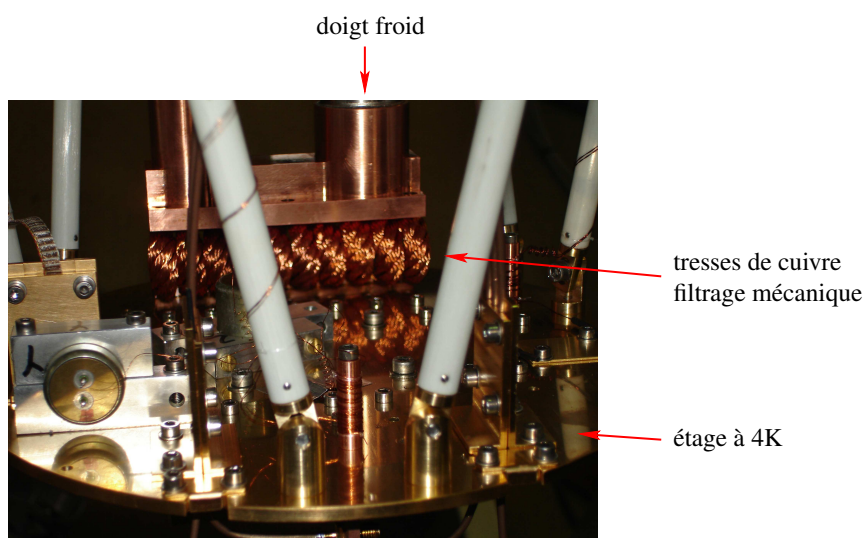


FIG. 3.32 – Filtrage mécanique : les différents étages reliés par des tresses de cuivre

Le filtrage thermique est effectué par une pièce de Galolinium Gallium Garnet (GGG) placée après l'étage le plus froid. Le GGG est un polycristal dont la capacité calorifique est de $1,5 \times 10^{-3} \text{ J.g}^{-1}.\text{K}^{-1}$ [90] et la conductivité thermique de $4 \text{ W.cm}^{-1}.\text{K}^{-1}$ [91] à 6 K. Ce cristal représente un excellent filtre thermique.

La régulation de température est réalisée par le contrôle thermique modèle 340 de la société Lakeshore.

3.4.5 Mesure du déplacement mécanique et résultats

Dans le but de valider le bon fonctionnement du filtrage mécanique, les ingénieurs de la société Oxford Instruments ont placé des accéléromètres suivant les directions x, y et z (cf. figure 3.33) dont l'axe z correspond à l'orientation du doigt froid (cf. figure 3.31).

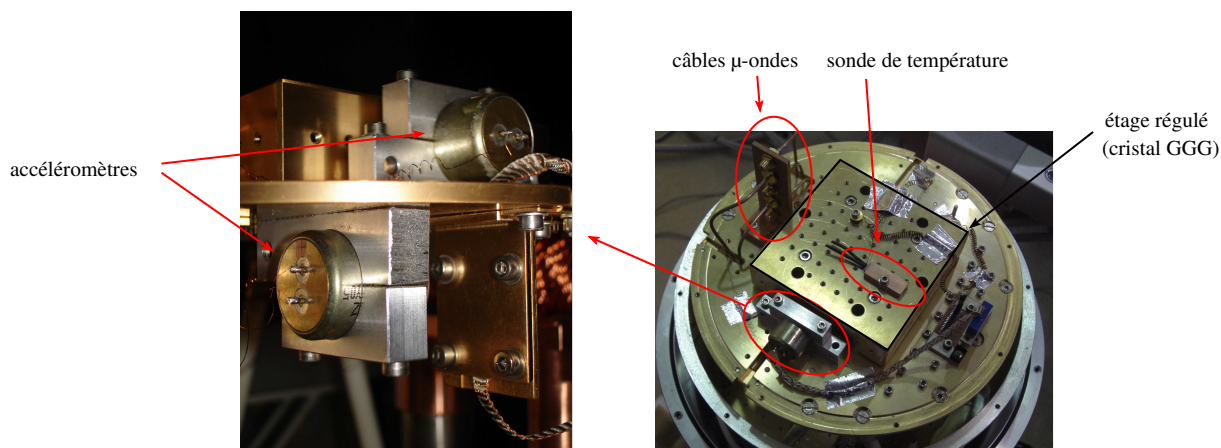


FIG. 3.33 – Photographies du plateau expérimental du cryogénérateur et des accéléromètres

En mesurant l'accélération induite par la tête froide lors du fonctionnement du cryogénérateur, il est alors possible de déterminer le déplacement résiduel du plateau régulé. La densité spectrale de vibration suivant chaque direction est représentée en figure 3.34.

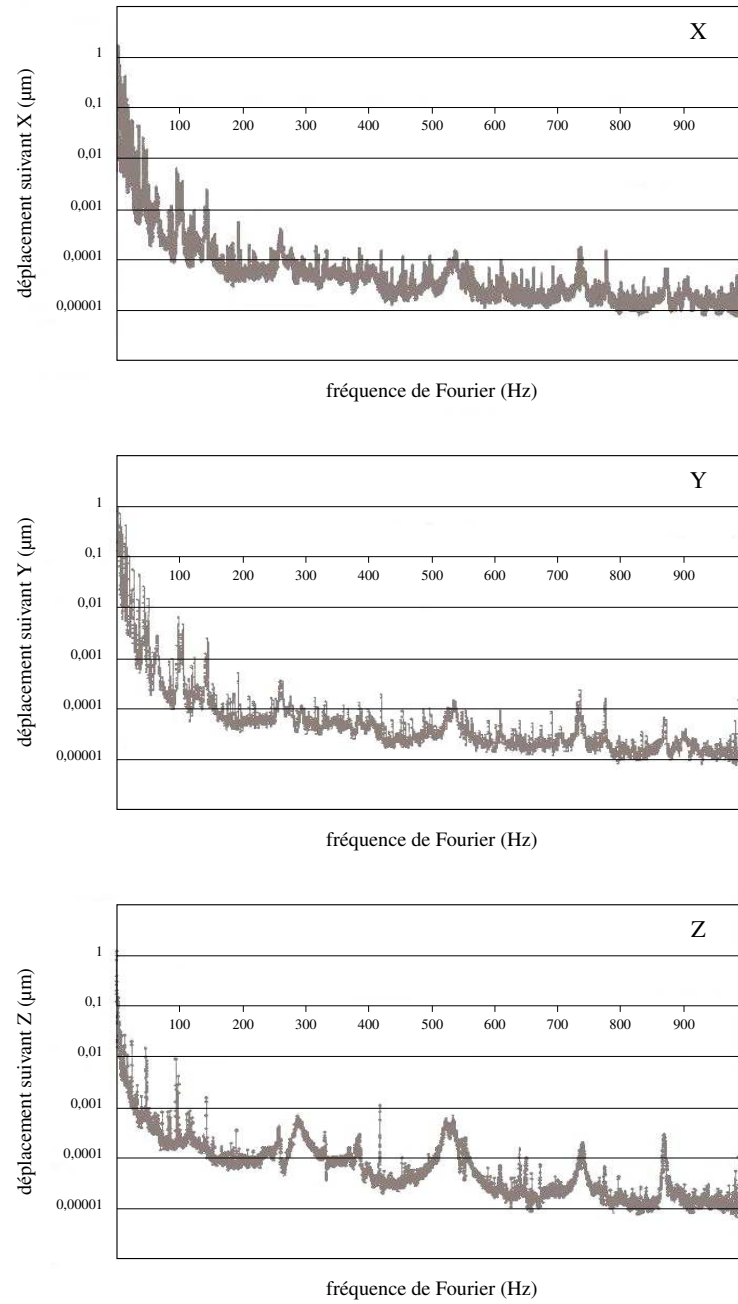


FIG. 3.34 – Densités spectrales de vibration en $\mu\text{m}/\sqrt{\text{Hz}}$ suivant les axes x, y et z à 4 K

Un déplacement maximal de $1 \mu\text{m}_{\text{RMS}}$ ($1,4 \mu\text{m}_{\text{max}}$) a été mesuré suivant les directions X, Y et Z. Ces résultats sont inférieurs à la limite définie précédemment.

3.4.6 Mesure de la stabilité de température et résultats

Après refroidissement sans aucune charge thermique fixée au plateau expérimental, la température de consigne de la régulation thermique a été fixée à 6 K (approximativement la température opérationnelle de nos résonateurs). Les fluctuations de la température de la plaque régulée sont tracées en figure 3.35.

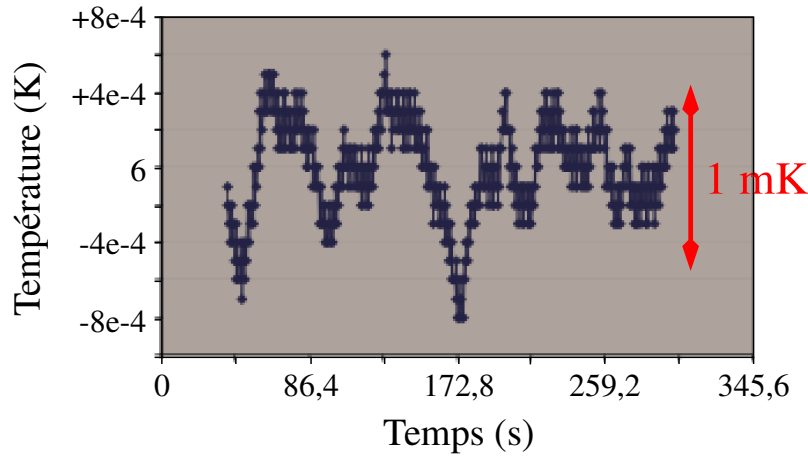


FIG. 3.35 – Instabilités de température mesurées sur le plateau expérimentale par Oxford Instruments

Ces résultats sont légèrement supérieurs à la limite requise de 1 mK. Mais il est à rappeler que ces mesures ont été effectuées sans aucune charge thermique, par conséquent les paramètres PID du contrôle thermique ne sont pas optimisés.

3.4.7 Premier refroidissement

Le pompage a été effectué après avoir fixé l'ensemble résonant au plateau expérimental et fermé le cryogénérateur. Une pression résiduelle d'une valeur de 6×10^{-5} Torr a été atteinte. Le système cryogénique a alors été placé en opération. Nous avons suivi l'évolution des températures T_A , T_C et T_D (voir figure 3.31) tout au long de refroidissement. La figure 3.36 montre cette évolution.

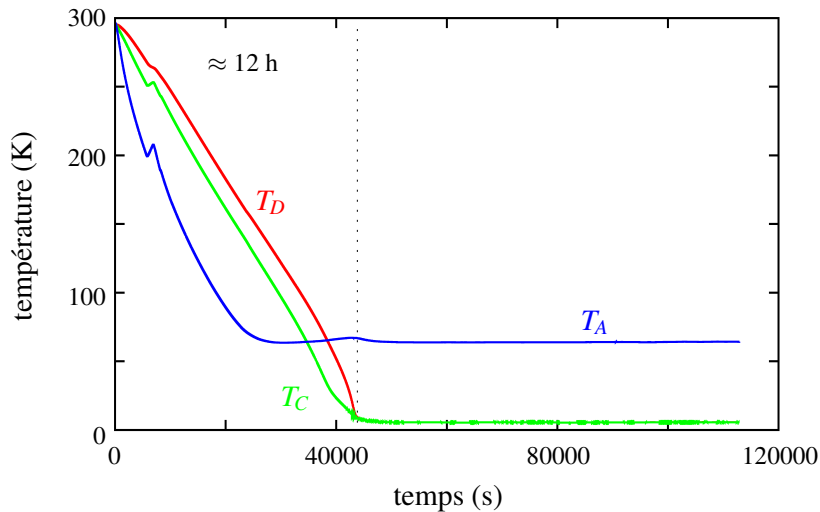


FIG. 3.36 – Evolution des températures des 3 étages composant le cryogénérateur

Le décrochement présent au début de l'enregistrement est lié à un arrêt du cryogénérateur suite à la maintenance du groupe d'eau froide.

Après 12 heures, les températures du deuxième étage s'approchent d'une valeur minimale. A la fin du suivi (≈ 32 h), nous obtenons $T_C = 5,54$ K et $T_D = 5,58$ K pour une pression résiduelle de 3×10^{-8} Torr.

Ces températures sont inférieures à la température du point d'inversion (≈ 6 K). Cependant, leur valeur minimale n'a toujours pas été atteinte et les températures continuent de diminuer de façon très lente. Après plusieurs jours, nous mesurons un minimum à 2,94 K (T_D). Mais, nous observons un réchauffement lent des plateaux A et C. Après plusieurs mois, la température de la plaque non-régulée (C) devient supérieure à la température du point d'inversion de notre résonateur et la régulation thermique de ce dernier devient impossible.

La maintenance de notre cryogénérateur a révélé une fuite d'hélium gazeux dans le circuit fermé et un défaut de la "rotary valve". Après réparation, nous avons suivi l'évolution des 3 températures pendant 2 semaines. Les résultats sont représentés en figure 3.37.

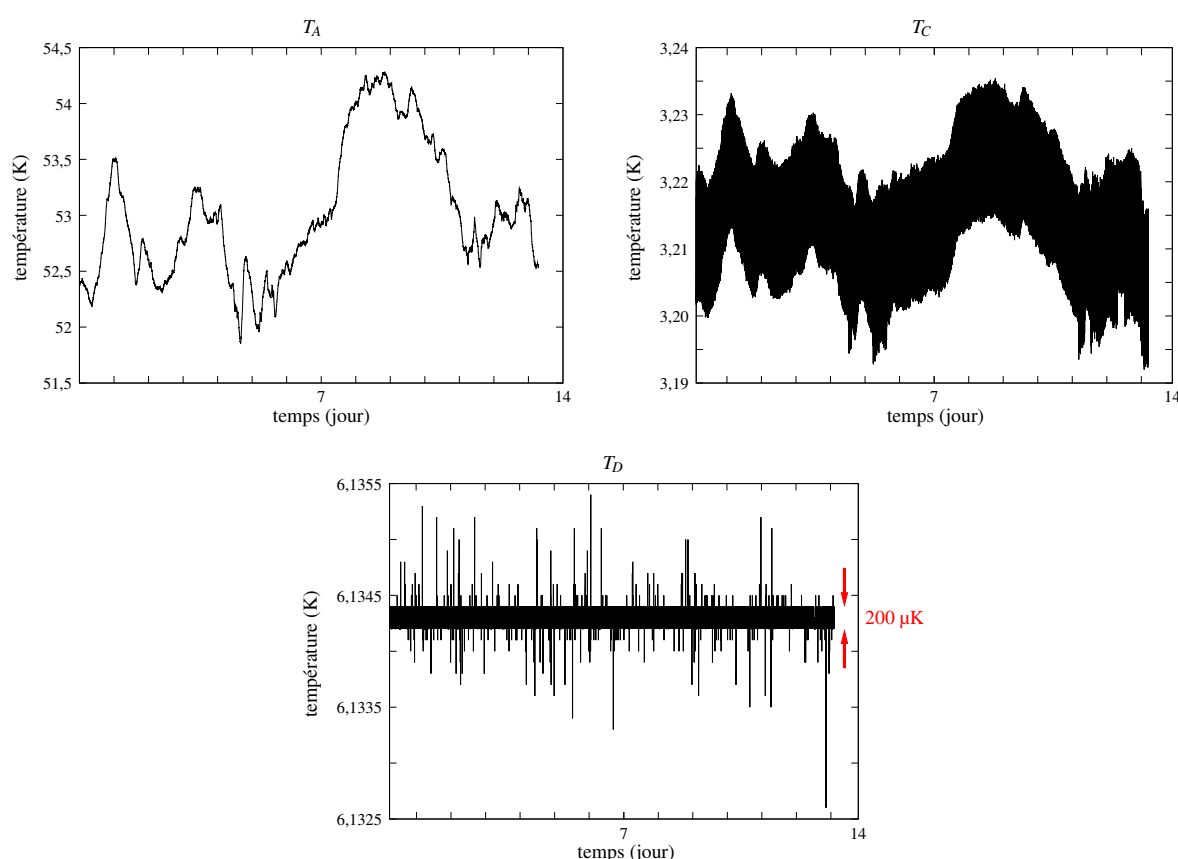


FIG. 3.37 – Suivi de T_A , T_C et T_D après maintenance du cryogénérateur

La température du plateau non-régulé est d'environ 3,2 K, légèrement supérieure à la valeur précédente. Cependant, cette température est suffisant faible pour obtenir une régulation thermique efficace du résonateur comme le montre la troisième courbe, $T_D = 6,1343 \text{ K} \pm 100 \mu\text{K}$. Jusqu'à ce jour, aucune dégradation thermique n'est survenue.

3.5 Chaîne de synthèse

La fonction primaire de la chaîne de synthèse est de générer des signaux aux fréquences de 10 GHz, 100 MHz et 5 MHz sans dégradation des performances du signal de référence provenant d'Elisa. Cependant, le faible intervalle de confiance de $10 \text{ MHz} \pm 3 \text{ MHz}$ intentionnellement fixé pour faire face aux tolérances d'usinage, doit être compensé pour obtenir la fréquence entière de 10 GHz à partir de laquelle

les autres signaux sont synthétisés. Cette compensation de fréquence est ajustable. Par ce fait, une lente correction de la dérive de fréquence de l'oscillateur est possible en verrouillant l'oscillateur local sur un signal à 100 MHz provenant d'un maser à hydrogène. Cette boucle doit posséder une constante de temps très élevée pour ne pas dégrader la stabilité court terme. L'unité de comparaison fait partie de la chaîne de synthèse. Un comparateur de phase fournit l'erreur servant à la correction numérique dont l'algorithme est intégré au système. Un mot binaire est alors généré et vient ajuster la fréquence de compensation.

3.5.1 Spécifications

Les différents paramètres à considérer sont :

- le système doit pouvoir compenser un écart de fréquence compris entre 7 MHz et 13 MHz avec une résolution suffisante pour satisfaire les conditions de bruit de phase et de stabilité de fréquence désirées. Par conséquent, le signal à 10 GHz doit présenter la même stabilité de fréquence qu'Elisa.
- les signaux à 100 MHz et 5 MHz doivent posséder un bruit de phase suffisamment faible pour écarter une dégradation de la stabilité de fréquence.
- les signaux synthétisés de fréquence 10 GHz, 100 MHz et 5 MHz doivent être cohérents.
- le système doit minimiser les phénomènes électriques parasites et autres distorsions.
- les signaux de sorties doivent être proprement isoler pour minimiser les effets de réflexion.
- l'accès aux données internes tels que l'erreur de phase et les paramètres du correcteur doit être possible via une connection ethernet classique.
- le système doit posséder une correction de la dérive de fréquence de l'oscillateur saphir cryogénique par l'intermédiaire d'un maser à hydrogène avec l'usage d'une boucle à verrouillage de phase de constante de temps ajustable de valeur nominale 1000 s.

3.5.2 Architecture simple

Deux architectures ont été étudiées mais la suivante a été retenue (cf. figure 3.38).

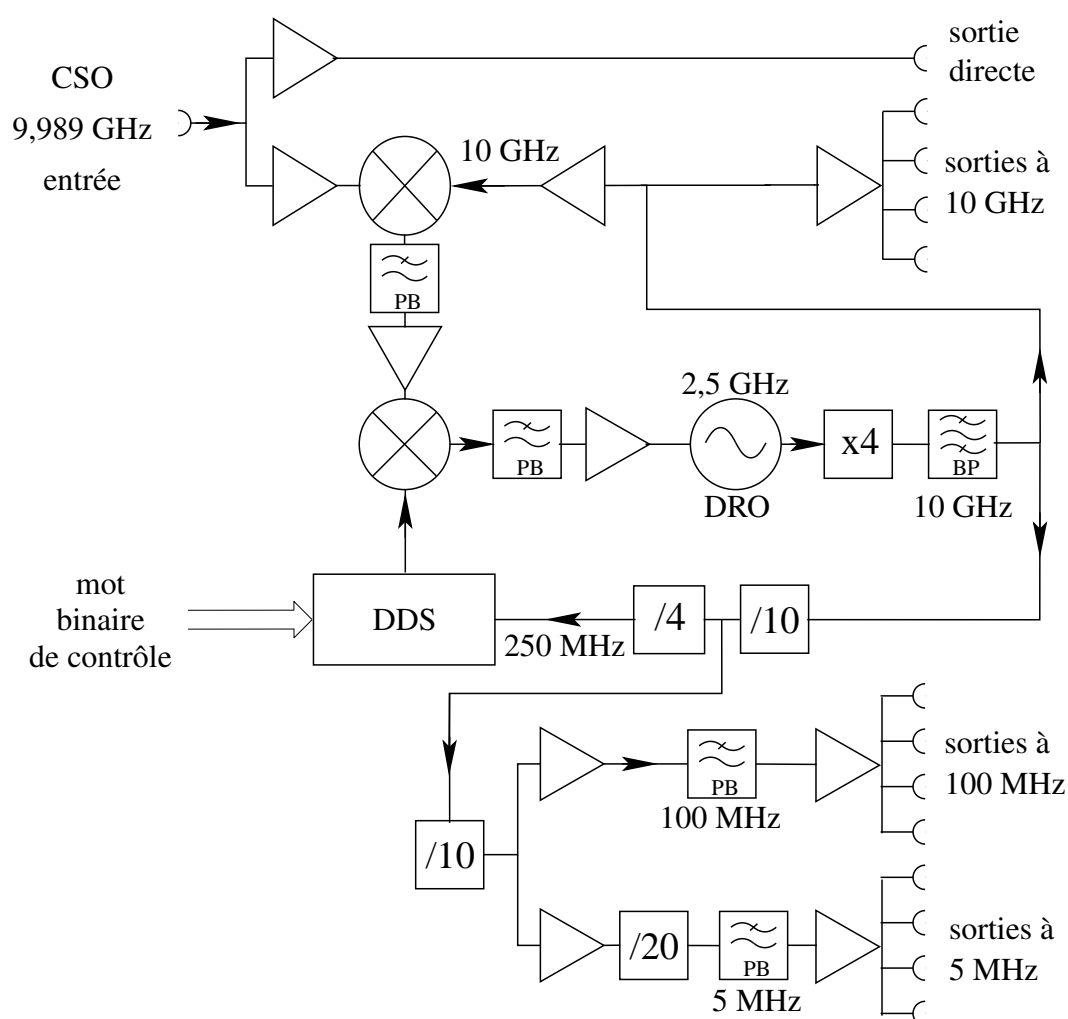


FIG. 3.38 – Architecture simple de la chaîne de synthèse

Le signal de sortie à 2,5 GHz d'un oscillateur à résonateur diélectrique (DRO) choisi pour son faible bruit de phase, est multiplié par 4 puis mélangé à la sortie du CSO. Le battement de fréquence à 11 MHz est comparé au signal généré par un synthétiseur numérique 48-Bits AD9854 (DDS). Le DDS est lui-même synchronisé sur la sortie du DRO. Le signal résultant vient commander le DRO. Ainsi ce dernier est verrouillé sur le CSO. Des diviseurs de fréquences par 10, 5 et 4 complètent le système pour produire les signaux utiles à 100 MHz et 5 MHz à partir du signal à 10 GHz.

3.5.3 “Design” mécanique

La chaîne de synthèse est implantée dans un rack 5HE. Le comparateur de phase de signaux à 100 MHz externe est au format 2HE. Les figures 3.39 et 3.40 représentent les faces avant et arrière de la chaîne de synthèse.



FIG. 3.39 – Face avant de la chaîne de synthèse produite par Timetech GmbH

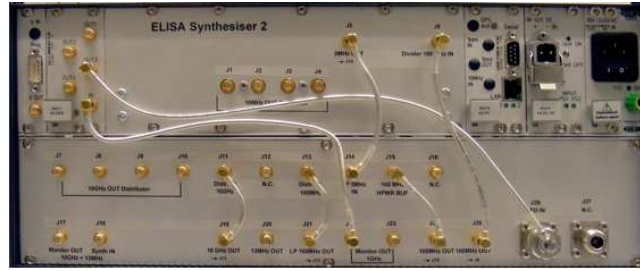


FIG. 3.40 – Face arrière de la chaîne de synthèse produite par Timetech GmbH

3.6 Mesure de la stabilité de fréquence

Nous trouverons dans cette section une étude des limites du compteur Λ haute résolution Agilent 53132A.

3.6.1 Compteur de fréquence

La résolution du compteur Λ Agilent 53132A utilisés par l'équipe est fonction de la fréquence de battement ν_b et du temps d'intégration τ . Nous pouvons écrire d'après la documentation constructeur :

$$\nu_b < 200 \text{ KHz} \quad \delta\nu_b = \left(4\sqrt{\frac{t_{res}^2 + 2t_{trig}^2}{\nu_b^3 \tau^3}} + \frac{t_{jitter}}{\tau} \right) \nu_b \quad (3.42)$$

$$\nu_b > 200 \text{ KHz} \quad \delta\nu_b = \left(4\sqrt{\frac{t_{res}^2 + 2t_{trig}^2}{2 \cdot 10^5 \tau^3}} + \frac{t_{jitter}}{\tau} \right) \nu_b \quad (3.43)$$

où t_{res} est le résolution temporelle de l'interpolateur (= 225 ps), t_{jitter} donnée résultant du bruit du circuit distribuant le signal pilote aux circuits internes (= 3 ps) et t_{trig} l'erreur temporelle du trigger d'entrée provenant du bruit propre à l'amplificateur d'entrée du compteur $E_{input} = 250 \mu\text{V}_{\text{RMS}}$ et du bruit de tension E_{signal} du signal injecté sur le compteur. Nous savons :

$$t_{trig} = \frac{\sqrt{E_{input}^2 + E_{signal}^2}}{\text{slew rate}} \quad (3.44)$$

E_{signal} est le bruit RMS du signal d'entrée intégré sur la bande passante du compteur c'est à dire 225 MHz. Ce dernier peut être réduit à 100 kHz si le filtre d'entrée du compteur est activé ou en utilisant

un filtrage quelconque en sortie du mélangeur de fréquence. Si nous considérons un signal sinusoïdale parfait $s(t)$ en entrée du compteur, alors la “slew rate” s’exprime comme :

$$\text{slew rate} = \frac{ds(t)}{dt_{\max}} = 2V_{\max}\pi\nu_0 \quad (3.45)$$

La figure 3.41 représente la limite du compteur Agilent 53132A suivant la fréquence et la tension maximale du signal d’entrée.

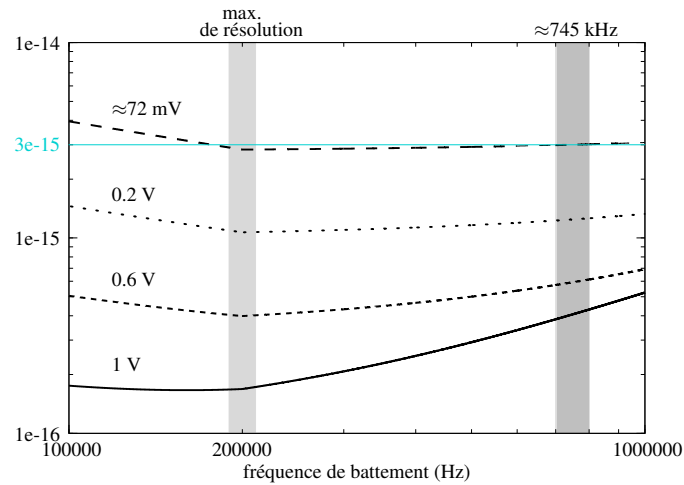


FIG. 3.41 – Résolution du compteur de fréquence HP 53132A suivant plusieurs valeurs de tension d’entrée

En conclusion, le signal de battement de fréquence 745,435 kHz doit présenter une tension supérieure à 70 mV.

Chapitre 4

Résultats expérimentaux

Ce chapitre, divisé en deux grandes parties, résume les résultats les plus significatifs du projet ELISA.

La première section contient les mesures de stabilité de fréquence de nos oscillateurs saphirs cryogéniques Elisa et Alizée et la mesure de leur bruit de phase. Plusieurs configurations d'oscillateur ont été testées avec différents moyens de quantification des instabilités relatives de fréquence. Nous verrons l'influence sur la stabilité de fréquence, de l'emploi d'un bain d'hélium liquide ou d'un cryogénérateur filtré mécaniquement et thermiquement ou non. Cette partie sera conclue par l'évaluation des écart-types d'Allan des oscillateurs saphirs cryogéniques Elisa (cryogénérateur), Alizée (bain d'hélium liquide) et de notre maser à hydrogène (MH) à l'aide d'une méthode dérivée du 3 corner hat.

La seconde partie comporte la caractérisation de la chaîne de synthèse de la société Timetech. Les bancs de mesures de stabilité de fréquence et de bruit de phase des sorties à 10 GHz, 100 MHz et 5 MHz y seront décrits suivi des résultats obtenus.

4.1 Oscillateurs saphirs cryogéniques : les premiers pas

4.1.1 Technologie cryogénique : cryogénérateur non filtré

Le premier oscillateur saphir cryogénique réalisé pour le projet ELISA, a été construit autour du résonateur Alizée refroidi en cryogénérateur. Ce dernier ne possède aucun type de filtrage, que se soit mécanique ou thermique. Cette manipulation a eu pour unique but de m'offrir une première expérience sur les CSO. C'est pour cela que nous ne nous attarderons que très peu sur les résultats obtenus. Ils ne représentent qu'un point de comparaison entre un oscillateur incorporant un cryogénérateur non filtré et l'oscillateur Elisa utilisant le cryogénérateur incorporant un filtrage mécanique et un filtrage thermique.

Les caractéristiques d'Alizée sont les suivantes.

mode	ν_0 GHz	S_{21} dB	S_{11} dB	Q_L	β_1
$WGH_{15,0,0}^-$	9,988 369	-19,7	-20	710×10^6	0,9

La boucle d'entretien suit le principe présentée en figure 3.1 du chapitre précédent. Les diodes de détection sont placées à température ambiante et aucun contrôle thermique n'est utilisé pour la régulation du circuit de contre-réaction. Un simple intégrateur constitue le correcteur du contrôle de Pound alors que l'atténuateur commandable en tension est simplement polarisé de manière à obtenir une puissance de 0 dBm en entrée du résonateur.

Le tableau ci-dessous résume les paramètres du contrôle de Pound.

Paramètres	valeurs
fréquence du signal modulant	67 kHz
amplitude du signal modulant	2 V _{pp} (soit $\phi_m \approx 0,24$)
gain en boucle ouverte	18,8 dB
ordre du filtre de la DS	1 ^{er}
fréquence de coupure du filtre	15,9 kHz
constante de temps de l'intégrateur	87 μ s

Toutes ces valeurs ont été fixées suivant la méthode énoncée en section 3.2.2.

La régulation de la température du résonateur saphir à son point d'inversion se fait difficilement. Les variations de température du doigt froid sont de ± 100 mK du fait du cycle de refroidissement. Le régulateur ne permet pas de corriger efficacement cette modulation.

Nous comparons la sortie de l'oscillateur à la sortie d'un synthétiseur de fréquence HP8254A verrouillé sur le signal de sortie à 10 MHz du MH. Ce signal est transmis à travers un lien optique reliant l'école d'ingénieur ENSMM (Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et des Microtechniques) où se situe la référence de fréquence, et le bâtiment direction de l'Institut FEMTO-ST où ont lieu les expériences. La fréquence du signal de battement est de l'ordre de 330 kHz. Le relevé de la fréquence se fait toutes les secondes par l'intermédiaire du compteur haute résolution Agilent 54132A. Les données sont ensuite stockées puis traitées.

Stabilité de fréquence

La figure 4.1 représente l'évolution de la fréquence du signal de battement en fonction du temps. Ce résultat représente la meilleure stabilité de fréquence mesurée avec cet oscillateur.

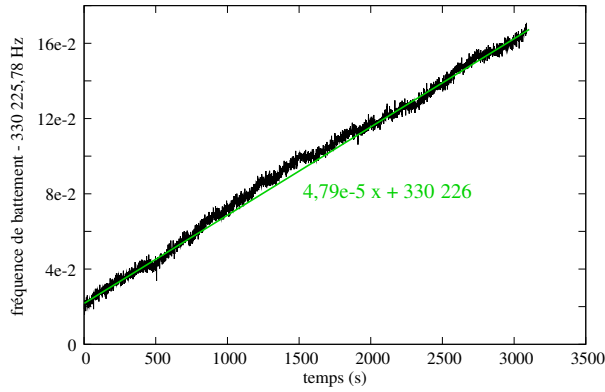


FIG. 4.1 – Relevé temporel du signal de battement Alizée (cryogénérateur standard) contre synthétiseur HP8254A verrouillé sur le MH

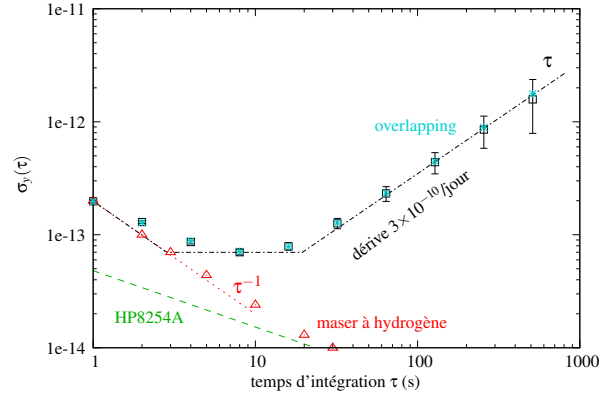


FIG. 4.2 – Ecart type d'Allan des données temporelles Alizée (cryogénérateur standard) contre synthétiseur HP8254A verrouillé sur le MH

Le premier constat est que le signal de battement présente une forte dérive de fréquence estimée à 5×10^{-10} /jour à partir de l'ajustement analytique. Cette dérive peut provenir de nombreux phénomènes tels que : vibrations mécaniques, fluctuations thermiques, absence de contrôle de puissance... mais n'a pas pu être justifiée.

La stabilité de fréquence calculée à partir des données précédentes est représentée en figure 4.2. Nous remarquons une limitation à court terme à approximativement $2 \times 10^{-13}/\tau$ correspondant à la pente du maser à hydrogène. La stabilité atteint un palier flicker à $6,6 \times 10^{-14}$ à $\tau = 8$ s et suit une dérive de fréquence à environ $3,5 \times 10^{-15}\tau$. La dérive journalière est estimée à 3×10^{-10} correspondant à la variation quasi-linéaire de fréquence en fonction du temps. Une telle dérive a déjà été observée par Yann Kersalé lors d'expériences précédentes [32] sur des résonateurs compensés à plus haute température.

Ce résultat est loin de la stabilité désirée pour le projet Elisa. Mais il est à rappeler que les conditions ne sont pas optimales. Cette expérience confirme seulement la nécessité d'un cryogénérateur beaucoup plus performant.

4.1.2 Technologie cryogénique : cryostat

L'emploi de cryostats est nécessaire à l'étape de validation du "design" et des performances de nos oscillateurs. En effet, le laboratoire de l'UWA a développé des oscillateurs saphirs cryogéniques utilisant un bain d'hélium liquide, présentant des stabilités de l'ordre de 3×10^{-15} @1 s [42]. A l'inverse, les oscillateurs saphirs cryogéniques employant un cryogénérateur, sont limités, dans le meilleur des cas, à 1×10^{-14} @1 s [86]. Ce fait nous amène à penser qu'un oscillateur utilisant un cryostat sera plus performant qu'un oscillateur dont le résonateur est refroidi en cryogénérateur. Il constituera donc un oscillateur de référence auquel la version finale d'Elisa pourra être comparée. Cependant, nous verrons par la suite que cette hypothèse se révèle fausse.

Le système résonant d'Alizée est placé dans une enceinte à vide (cf. montage figure 3.30). Ce montage est ensuite fixé à l'extrémité du tube de pompage et le tout est inséré dans un cryostat (cf. montage figure 3.29). Afin de minimiser les pertes d'hélium liquide, nous commençons pas remplir le cryostat d'azote liquide. Une fois le résonateur refroidi à la température de 77 K, nous retirons l'azote liquide et nous entreprenons le pompage de l'intérieur du système cryogénique à l'aide d'une pompe primaire afin

de supprimer les résidus d'azote. Cette étape terminée, nous brisons le vide en injectant de l'hélium sec dans le cryostat. Finalement, l'hélium liquide est transféré.

L'oscillateur est démarré avec les paramètres de Pound précédemment cités. L'atténuateur commandable en tension est polarisé à l'aide de la première version de l'électronique de contrôle de puissance, de manière à obtenir 0 dBm en entrée du résonateur. Le contrôle de puissance comportant un intégrateur pur est verrouillé. Le point d'inversion est mesuré à la température de $T_0 = 6,22$ K. Un battement de fréquence à 192 kHz est produit entre la sortie de l'oscillateur et la sortie du synthétiseur de fréquence HP8264A.

Stabilité de fréquence

L'écart-type d'Allan est calculé sur environ 1 jour et demi de données (141 996 échantillons) échantillonnées toutes les 10 s (cf. figures 4.3 et 4.4).

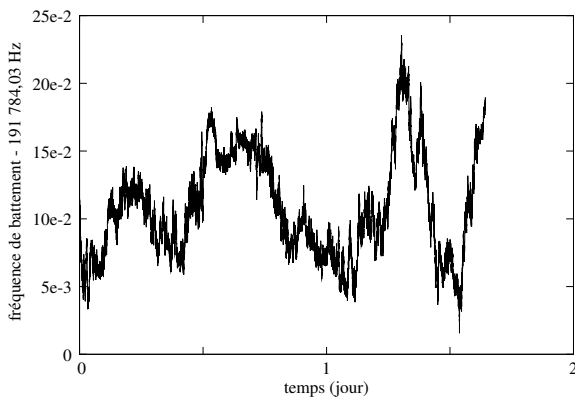


FIG. 4.3 – Relevé temporel du signal de battement Alizée (bain d'hélium liquide) contre synthétiseur HP8254A verrouillé sur le maser à hydrogène

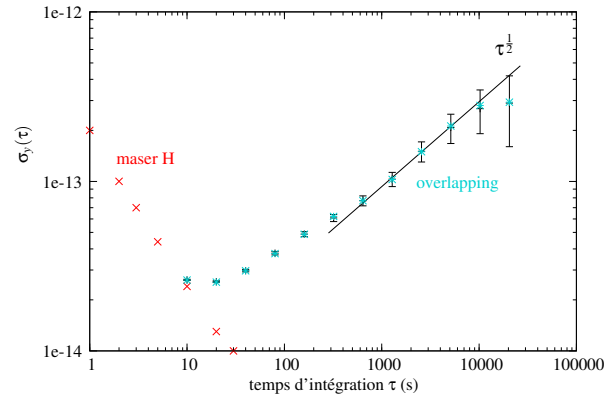


FIG. 4.4 – Ecart type d'Allan des données temporelles Alizée (bain d'hélium liquide) contre synthétiseur HP8254A verrouillé sur le maser à hydrogène

La stabilité de fréquence d'Alizée atteint un minimum de $2,5 \times 10^{-14}$ à $\tau = 20$ s. Pour les temps d'intégration supérieurs, elle est limitée par une marche aléatoire suivant l'équation $\sigma_y(\tau) = 2,6 \times 10^{-17} \tau^{\frac{1}{2}}$.

Ce résultat présente une amélioration notable par rapport au résultat précédent. Cependant, la stabilité mesurée est encore loin de l'objectif. La cause de cette limitation a pu être déterminée : il s'agit d'une dégradation du lien optique. Mais la rupture du joint d'étanchéité de l'enceinte à vide à couper court cette expérience. Le facteur de qualité du mode de résonance s'est dégradé suite à la pollution des surfaces du résonateur. Ce dernier a donc dû subir un nettoyage et un nouveau couplage a été effectué.

Le retard pris dans le projet nous a amené à passer à l'étape suivante. Elle consiste à démontrer l'aptitude de nos oscillateurs à atteindre une stabilité de fréquence de 3×10^{-15} en comparant deux oscillateurs saphirs cryogéniques.

4.2 Comparaison de deux oscillateurs saphirs cryogéniques

La première section résume les résultats validant le “design” de nos oscillateurs en utilisant deux cryostats. La seconde section présente un oscillateur saphir cryogénique incorporant un prototype de cryogénérateur dont la stabilité est de l’ordre de 3×10^{-15} pour $\tau \in [1 - 1000 \text{ s}]$.

4.2.1 Validation du “design”

Les systèmes résonants d’Elisa et d’Alizée sont placés en cryostat puis refroidis à 4,2 K. Le tableau ci-dessous résume les caractéristiques de chaque résonateur.

résonateur	mode GHz	ν_0 dB	S_{21} dB	S_{11}	Q_L	β_1
Elisa	$WGH_{15,0,0}^-$	9,989 120	-26,1	-57	336×10^6	1
Alizée	$WGH_{15,0,0}$	9,988 369	-25,3	-25,4	686×10^6	1,15

Dans cette expérience, les nouvelles versions des électroniques de contrôle ont été utilisées. Il est à noter que le couplage d’Alizée n’était pas optimisé. Un mode parasite fortement couplé ne permettait pas l’oscillation du système sur le mode $WGH_{15,0,0}$. Le filtre micro-onde commercial a donc été remplacé par une cavité résonante présentant un facteur de qualité supérieur. Cette modification nous a permis d’atténuer le mode parasite et de rendre exploitable le mode opérationnel.

Finalement, un battement de fréquence d’environ 754 kHz a été produit entre les sorties des oscillateurs. Après réglage des électroniques de contrôle et régulation de la température des résonateurs à leur température opérationnelle, nous avons effectué la mesure de stabilité de fréquence.

Stabilité de fréquence

Les figures 4.5 et 4.6 représentent respectivement l’évolution de la fréquence de battement au cours du temps et l’écart-type d’Allan calculé à partir de ces données en fonction du temps d’intégration. Ce résultat est le meilleur obtenu dans cette configuration.

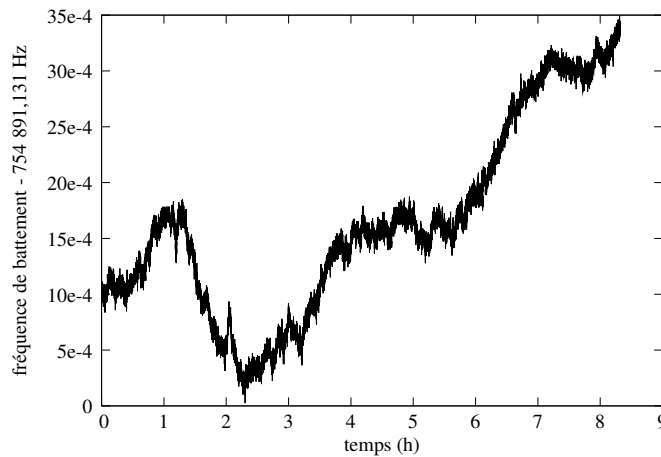


FIG. 4.5 – Signal de battement avec Elisa et Alizée en cryostat

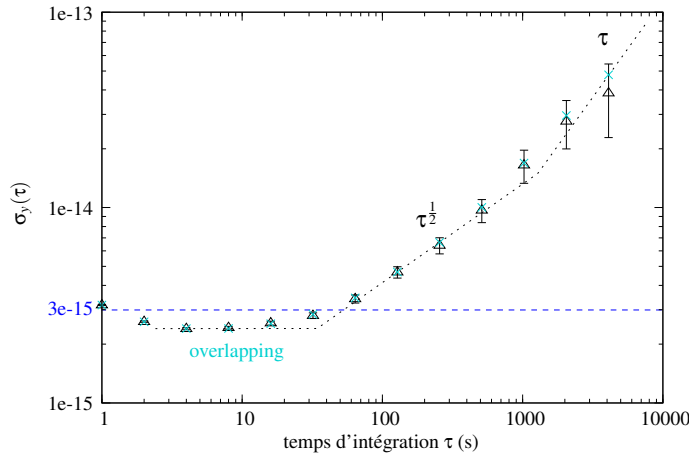


FIG. 4.6 – Stabilité de fréquence d’Elisa et Alizée en cryostat

Une stabilité de fréquence inférieure à 3×10^{-15} est mesurée jusqu’à 30 s. Pour les temps d’intégration supérieurs, on note une limitation à $3,7 \times 10^{-16} \tau^{1/2}$ jusqu’à 1 000 s puis à $1,2 \times 10^{-16} \tau$ pour une dérive de fréquence journalière de 1×10^{-11} .

Obtenir le régime établi pour les deux cryostats est difficile. Le régime stable, notamment thermique, est sans doute loin d’être atteint pour les deux oscillateurs ce qui explique l’importante dégradation de la stabilité à long terme. Malgré cette limitation sur les temps d’intégration supérieurs à 30 s, nos oscillateurs montrent déjà une partie de leur potentiel. Ce résultat est satisfaisant et nous invite à passer l’étape suivante qui est la comparaison d’Alizée dans son état actuel et d’Elisa en cryogénérateur après une modification du couplage pour améliorer son facteur de qualité.

4.2.2 Elisa en cryogénérateur à faibles vibrations mécaniques contre Alizée en cryostat

Les nouvelles caractéristiques d’Elisa sont les suivantes :

résonateur	mode GHz	ν_0 dB	S_{21} dB	S_{11}	Q_L	β_1
Elisa	$WGH_{15,0,0}^-$	9,989 120	-24,7	-29	757×10^6	1

Le résonateur Elisa affiche un facteur de qualité équivalent à celui d’Alizée, pour un couplage critique.

L’ensemble résonant est par la suite fixé au plateau expérimental du cryogénérateur à faibles vibrations mécaniques puis refroidi. La boucle d’entretien d’Elisa est identique à celle construite pour la version “cryostat”. Des photographies de l’expérience sont disponibles en annexe D.

Les paramètres du contrôle de puissance et de fréquence sont réglés à l’identique pour chaque oscillateur puis réajusté expérimentalement, de façon à améliorer la stabilité de fréquence. Le tableau ci-dessous contient les valeurs finales des paramètres des asservissements de puissance et de fréquence.

Paramètres	Elisa	Alizée
fréquence du signal modulant	77 kHz	88 kHz
amplitude du signal modulant	1,75 V _{pp} (soit $\phi_m \approx 0,21$)	3 V _{pp} (soit $\phi_m \approx 0,68$)
gain en boucle ouverte	100 μ V	200 μ V
ordre du filtre de la DS	2 ^{ème}	2 ^{ème}
fréquence de coupure du filtre de la DS	1,59 kHz	1,59 kHz
constante de temps de l'intégrateur	470 ms	25 ms
puissance injectée	-10 dBm	-20 dBm
constante de temps	0,3 s	0,3 s

Stabilité de fréquence

Sur les figures 4.7 et 4.8 sont représentées les résultats obtenus dans cette configuration.

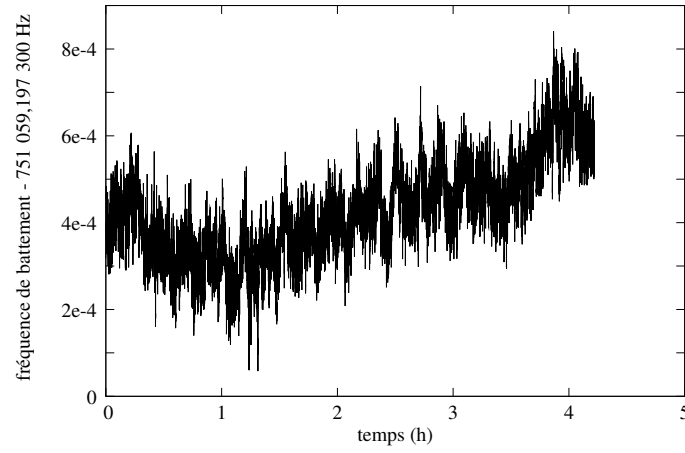


FIG. 4.7 – Signal de battement produit entre Elisa (cryogénérateur) et Alizée (bain d'hélium liquide)

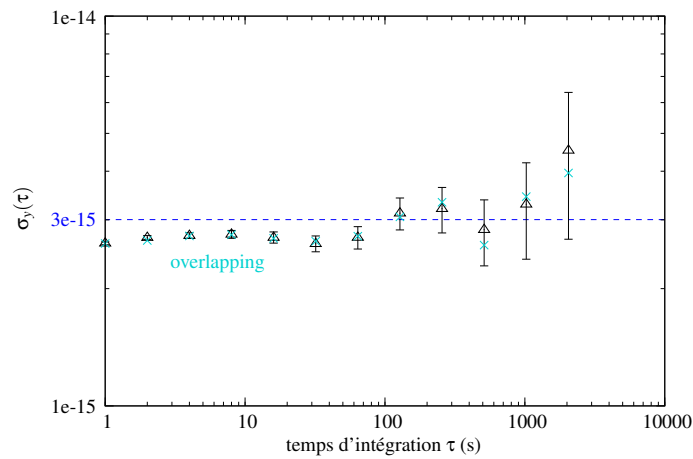


FIG. 4.8 – Stabilité de fréquence d'Elisa (cryogénérateur) et Alizée (bain d'hélium liquide)

L'objectif principal du projet est atteint. Une stabilité de fréquence d'approximativement 3×10^{-15} limitée par un palier flicker est mesuré sur une acquisition d'environ 4 heures (15 192 échantillons)

échantillonnée toutes les secondes. Cependant, le résultat donné en figure 4.8 n'est pas divisé par $\sqrt{2}$ ce qui est communément pratiqué lorsqu'on compare deux oscillateurs équivalents.

Ce résultat [92] fait d'Elisa le premier oscillateur saphir cryogénique employant la technologie cryogénérateur à atteindre un tel niveau de stabilité de fréquence. Mais ces performances peuvent encore être améliorées. Nous constatons que la stabilité de 1 à 30 s s'est dégradée par rapport à la mesure cryostat/cryostat. Cela peut être une conséquence d'une modulation résiduelle due aux vibrations mécaniques du système cryogénique ou d'un mauvais réglage du correcteur de Pound. Par conséquent, un intérêt particulier sera porté à cet asservissement lors de la prochaine série de manipulations.

De plus, le remplissage hebdomadaire du cryostat en hélium liquide perturbe l'oscillateur Alizée. Plusieurs jours sont nécessaires à sa stabilisation comme le montre la figure 4.9. Nous doutons qu'Alizée puisse obtenir son état d'équilibre entre deux remplissages.

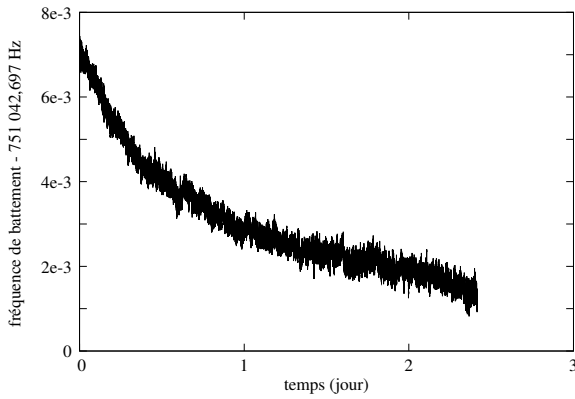


FIG. 4.9 – Signal de battement long durée ayant servi au calcul de la variance d'Allan

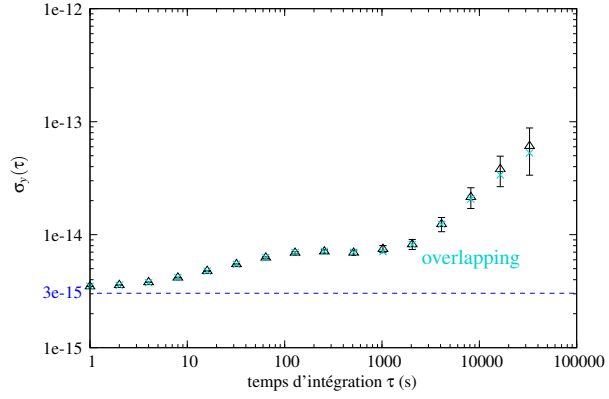


FIG. 4.10 – Ecart type d'Allan du signal de battement long durée

Malheureusement nous avons dû faire face à une nouvelle rupture du joint de l'enceinte à vide d'Alizée. Après nettoyage du saphir et réglage du couplage, l'oscillateur Alizée a été remis en fonctionnement. La fréquence de battement est maintenant égale à environ 745 kHz et aucune dégradation ou amélioration de la stabilité de fréquence n'est notée.

résonateur	mode GHz	ν_0 dB	S_{21} dB	S_{11}	Q_L	β_1
Alizée	$WGH_{15,0,0}^+$	9,988 375	-23,5	-25,5	940×10^6	0,96

TAB. 4.1 – Nouveau réglage d'Alizée

Cet incident technique a donné l'opportunité de démontrer la répétabilité des performances de nos oscillateurs. C'est dans ces conditions que les oscillateurs Elisa et Alizée ont été caractérisés en bruit de phase.

Bruit de phase des oscillateurs Alizée et Elisa

Très peu de laboratoires à travers le monde ont caractérisé le bruit de phase d'oscillateurs saphirs cryogéniques [45, 93]. La raison principale est la difficulté d'usiner deux résonateurs saphirs identiques. Il en résulte un écart de fréquence entre les deux oscillateurs trop important (de 100 kHz à 1 MHz). Comme la largeur de bande du résonateur saphir est de l'ordre de 10 Hz, un verrouillage de phase direct d'un oscillateur sur l'autre est inapplicable.

A partir de la mesure de $\sigma_y(\tau)$, nous pouvons calculer $S_\phi(f)$ attendue à 1 Hz de la porteuse en faisant l'hypothèse que la stabilité est limitée par du bruit flicker de fréquence. Nous faisons de plus l'hypothèse que vis à vis des fluctuations court terme, les deux oscillateurs sont équivalents. Dans ces conditions, pour un oscillateur la stabilité de fréquence mesurée à $\nu_0 = 9,989$ GHz est $\sigma_y(1 \text{ s}) = 2,6 \times 10^{-15}$ soit

$$S_\phi(1 \text{ Hz}) = 10 \log \left(\frac{\sigma_y^2(1 \text{ s}) \nu_0^2}{2 \ln(2)} \right) = -96,3 \text{ dB.rad}^2/\text{Hz} \quad (4.1)$$

suivant une pente en f^{-3} . La limite du banc de mesure de bruit des oscillateurs Alizée et Elisa ne doit pas excéder cette valeur.

Notre approche est schématisée en figure 4.11.

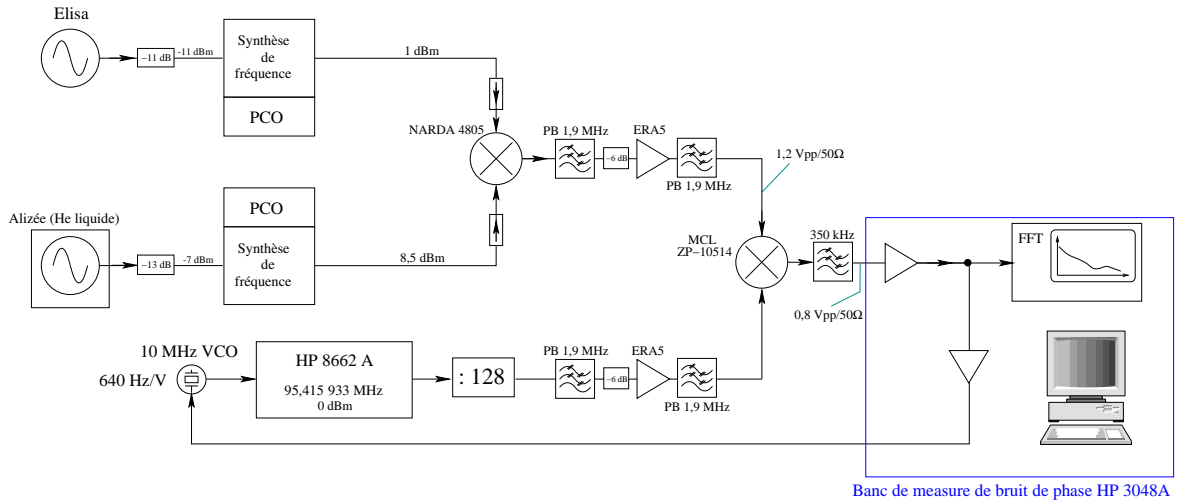


FIG. 4.11 – Banc de mesure de bruit de phase des CSOs

L'idée est de comparer le signal de battement des oscillateurs Alizée et Elisa à la sortie d'un synthétiseur de fréquence faible bruit HP8662A dont la fréquence est divisée par 2^N . Ceci permet d'atténuer le bruit de phase du synthétiseur par un facteur :

$$A_{dB} = 20 N \log(2) \quad (4.2)$$

Pour maintenir la quadrature, nous agissons sur un oscillateur commandable en tension à 10 MHz pilotant le synthétiseur. Généralement, pour qualifier des oscillateurs moins performants, ce contrôle passe par l'entrée modulation FM du synthétiseur. Mais dans notre cas, cette configuration présente des fluctuations de phase trop importantes et ne nous permet pas d'atteindre le plancher de mesure requis.

Diviseur de fréquence SP8402 : il provient de la compagnie Mitel et permet de diviser par 2^N avec $N \in [1, 8]$. Son bruit de phase est donné à 768 MHz.

$S_\phi(f)$ dB.rad ² /Hz	10 Hz	100 Hz	1 kHz	10 kHz	100 kHz
	-142	-152	-155	-155	-155

TAB. 4.2 – Bruit de phase d'un diviseur de fréquence 2^N (données constructeurs)

La caractérisation expérimentale n'a pas pu être effectuée. La fréquence du signal de sortie étant de l'ordre de 745 kHz, soit une longueur d'onde d'environ 400 m, la quadrature de phase est alors très difficile à obtenir.

Amplificateur basse fréquence ERA5 : il est employé pour attaquer le mélangeur de fréquence avec un niveau de puissance élevé afin de maximiser la sensibilité k_ϕ du banc de mesure de bruit de phase. Cet amplificateur présente un gain de $G = 20$ dB sur une bande de fréquence allant du continu à 4 GHz pour une puissance de saturation en sortie de 18 dBm (1 dB de compression).

Ces amplificateurs n'ont pas pu être caractérisés en bruit de phase pour une porteuse à 745 kHz pour les mêmes raisons citées section 4.2.2. Mais des mesures ont été effectuées à la fréquence de 100 MHz par Rodolphe Boudot pour une puissance d'entrée de -4 dBm. Les résultats sont représentés figure 4.12.

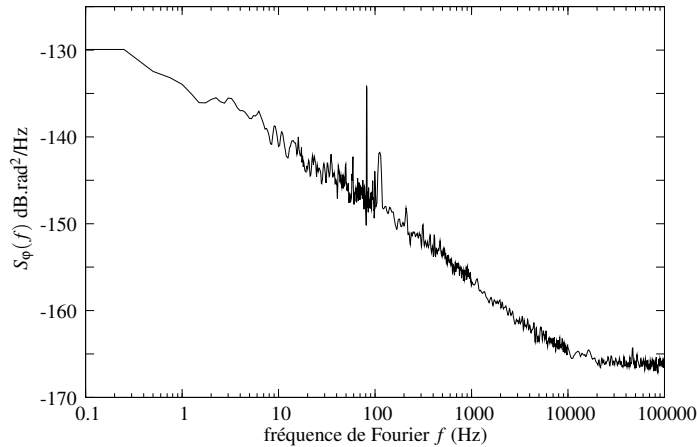


FIG. 4.12 – Bruit de phase d'un amplificateur ERA-5 à la fréquence de 100MHz

Un bruit de phase $S_\phi(f) = -125 \text{ dB.rad}^2/\text{Hz} \cdot f^{-1}$ est mesuré à la fréquence de 100 MHz pour un amplificateur. Le palier de bruit blanc de phase est mesuré à -166 dB.rad²/Hz. Nous faisons l'hypothèse que ce niveau de bruit est conservé pour une fréquence de porteuse de 745 kHz et par ce fait, l'amplificateur ne limitera pas les mesures.

Synthétiseur de fréquence HP8662A : son bruit de phase a été mesuré pour les fréquences de sortie $745\,422\text{ Hz} \times 128 = 95,414\text{ MHz}$ et $745\,422\text{ Hz} \times 256 = 190,828\text{ MHz}$. Le banc de mesure est représenté figure 4.13.

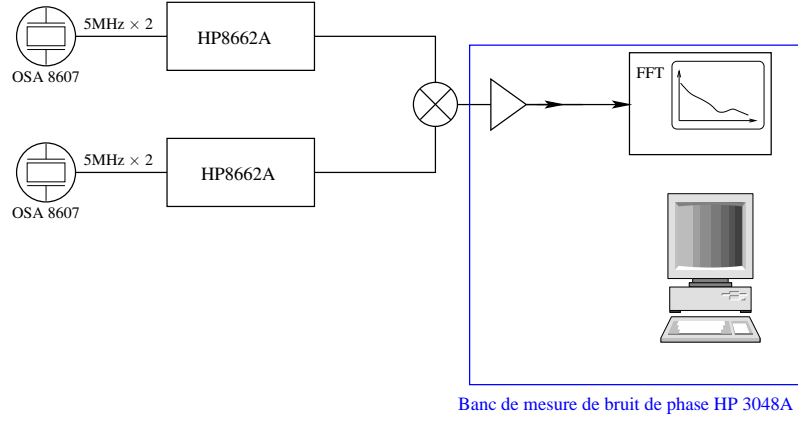


FIG. 4.13 – Banc de mesure de bruit de phase du synthétiseur de fréquence HP8662A

Les résultats sont représentés figure 4.14.

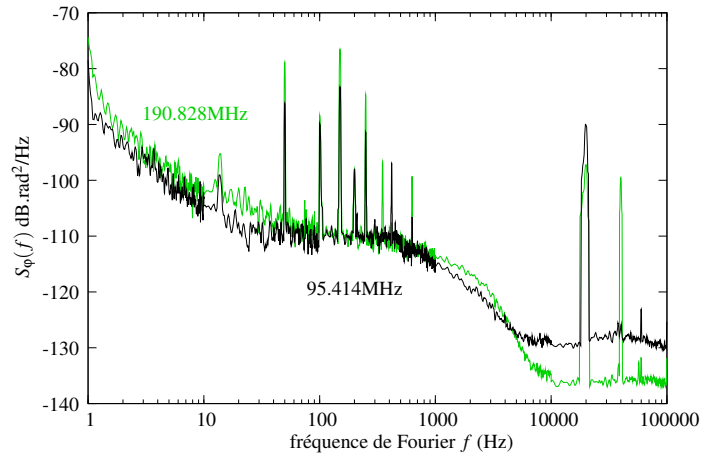


FIG. 4.14 – Bruit de phase du synthétiseur de fréquence HP8662A aux fréquences de 95,414 MHz et 190,828 MHz

Le bruit de phase $S_{\phi}^{95\text{ MHz}}(f)$ est légèrement inférieur à $S_{\phi}^{190\text{ MHz}}(f)$ pour les fréquences de Fourier $f \leq 100\text{ Hz}$. C'est pour cette raison que notre choix s'est porté sur la fréquence de 95,414 MHz. A cette courbe nous pouvons déduire -42,1 dB du fait de la division de fréquence.

Conclusion : si nous considérons les données des paragraphes précédents, le bruit du diviseur de fréquence limite la mesure de bruit de phase. Cependant, les valeurs présentées sont inférieures à la valeur $S_{\phi}(1\text{ Hz}) = -96,3\text{ dB.rad}^2/\text{Hz}$ calculée au début de cette section et nous devons avoir accès aux requis du projet (cf. annexe A).

4.2.3 Limite du banc de mesure de bruit de phase des oscillateurs saphirs cryogéniques

La mesure du bruit du banc s'est effectuée en remplaçant les deux oscillateurs saphirs cryogéniques par un second synthétiseur HP8662A divisé en fréquence comme le montre la figure 4.15.

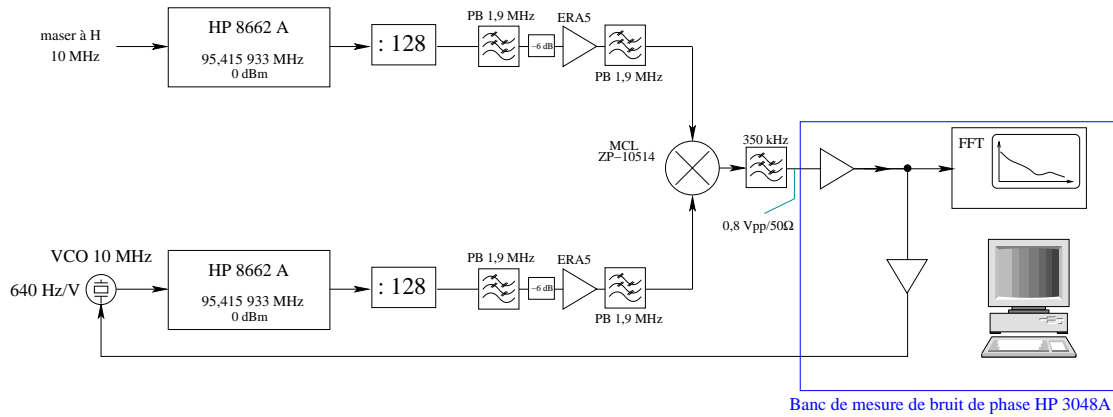


FIG. 4.15 – Schématisation de la caractérisation du banc de mesure

Le résultat est représenté en figure 4.16.

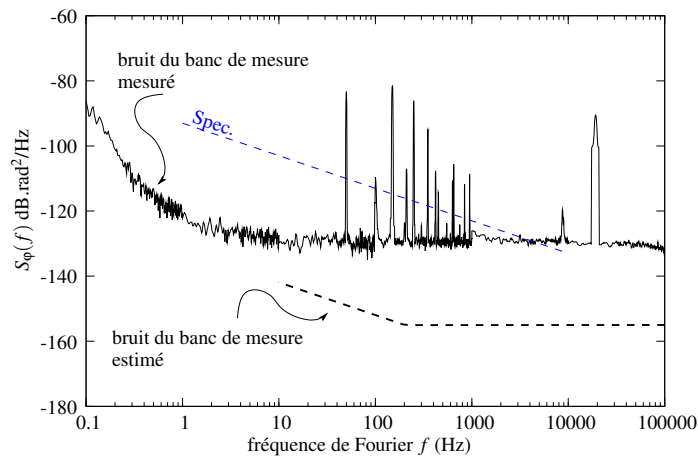


FIG. 4.16 – Bruit du banc de mesure

Le niveau de bruit de phase du banc de mesure est suffisamment bas pour mesurer le bruit de phase des oscillateurs. Mais nous constatons que le bruit du banc est supérieur au bruit que nous avons estimé. Les hypothèses que nous avons faites pour estimer le bruit limite de mesure ne sont certainement pas valides et nous n'avons pas cherché à comprendre cette limitation pour l'instant.

4.2.4 Bruit de phase d'un oscillateur saphir cryogénique

La sensibilité du banc est mesurée à $k_\phi = 211$ mV/rad. Les courbes de bruit de phase $S_\phi(f)$ tracées en figures 4.17 représentent $S_\phi(f)$ d'un oscillateur saphir cryogénique (-3 dB) et du banc de mesure.

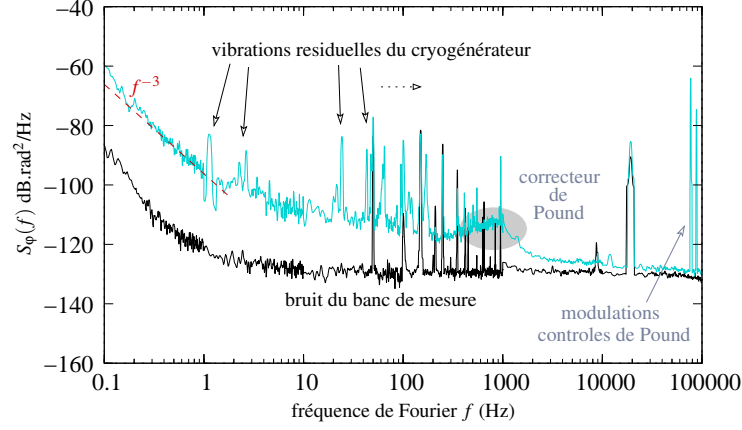


FIG. 4.17 – Bruit de phase d'un oscillateur saphir cryogénique

Nous obtenons $S_\phi(1 \text{ Hz}) = -98 \text{ dB.rad}^2/\text{Hz}$, soit une stabilité de fréquence de $\sigma_y(1 \text{ s}) = 1,5 \times 10^{-15}$ considérant la limitation par un bruit flicker de fréquence pour $f \in [0, 1 - 1 \text{ Hz}]$. Ce résultat est en adéquation avec la stabilité de fréquence mesurée de $\sigma_y(1 \text{ s}) = 2,6 \times 10^{-15} / \sqrt{2}$. Nous constatons dans le spectre, la présence de raies de modulation de phase à 77 kHz et 88 kHz et d'une remontée du niveau de bruit à environ 1 kHz, conséquence des détecteurs de Pound. Plusieurs autres raies, pointées par une flèche sur le figure 4.17, se découpent du spectre dans la plage de fréquence 1-100 Hz. Ces dernières résultent des vibrations mécaniques résiduelles du cryogénérateur. Il nous est donc possible de déterminer à partir du gain du premier pic à 1,14 Hz, fréquence du cycle de refroidissement, le niveau du déplacement du résonateur saphir Elisa.

Détermination du déplacement résiduel du résonateur saphir Elisa : le pic à 1,14 Hz a un niveau de -82 dB.rad²/Hz. Seul Elisa subit les vibrations du cryogénérateur donc pour ce pic, la soustraction de 3 dB n'est pas justifiée. En considérant la résolution de l'analyseur FFT de 25 mHz, le modulation de phase correspondant à la raie à 1,14 Hz est :

$$\phi_{\text{rms}} = \sqrt{10^{\frac{-82}{10}} \times 25 \times 10^{-3}} = 12,6 \text{ } \mu\text{rad}. \quad (4.3)$$

Alors, les variations relatives de fréquence peuvent s'écrire comme :

$$\left[\frac{\Delta v}{v_0} \right] = \frac{f_m}{v_{0\text{rms}}} \phi_{\text{rms}} = 4\pi^2 f_m^2 k_z z_{\text{rms}} \quad (4.4)$$

où z_{rms} est le déplacement vertical du résonateur à la fréquence de 1,14 Hz et k_z la sensibilité du résonateur à une accélération verticale [13] ($3,2 \times 10^{-11} \text{ s}^2/\text{m}$). L'application numérique nous conduit à :

$$z_{\text{rms}} \approx 0,87 \text{ } \mu\text{m} \quad (4.5)$$

qui est en adéquation avec les mesures obtenues par Oxford Instruments (cf. section 3.4.5).

Conclusion : les résultats présentés dans cette section ont démontré le potentiel d’Elisa et ont été publiés [94]. Cet oscillateur a atteint les spécifications proposées par l’Agence Spatiale Européenne en terme de stabilité de fréquence et de bruit de phase. Cependant, notre curiosité de chercheur nous pousse à continuer nos expériences.

4.3 Amélioration de la stabilité court terme

Afin d’améliorer la stabilité court terme de nos oscillateurs, les réglages des correcteurs de Pound de nos oscillateurs ont été ajustés. La sensibilité de la détection synchrone d’Alizée a été diminuée à 500 μV et l’amplitude du signal modulant à 1,66 V_{pp} soit $\phi_m \approx 0,2$. L’indice de modulation d’Elisa a été diminué à 0,33 en ajustant l’amplitude du signal de modulation à 1,44 V_{pp} .

La stabilité de fréquence représentée figure 4.19 a été calculée sur une série de données échantillonnées toutes les secondes pendant une période d’environ 7 heures (24 634 échantillons) tracée en figure 4.18.

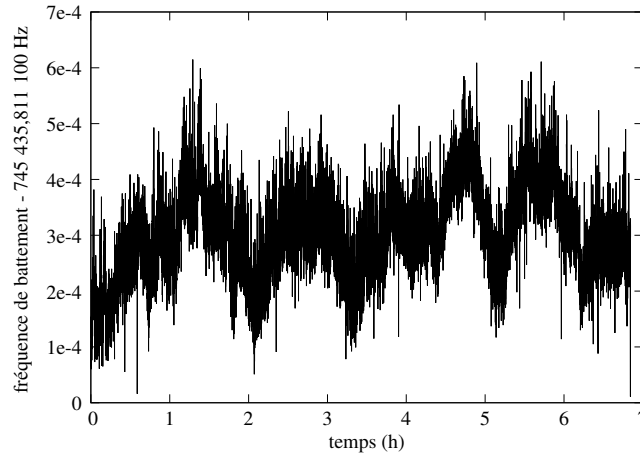


FIG. 4.18 – Battement de fréquence : données temporelles

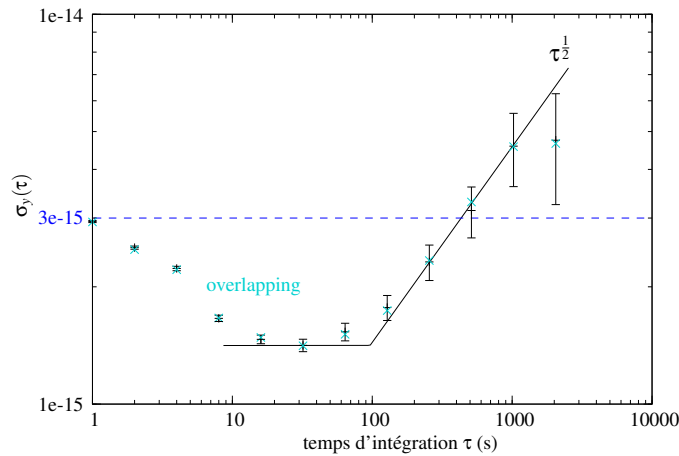


FIG. 4.19 – Ecart type d’Allan

Une stabilité est mesurée à $1,4 \times 10^{-15}$ à $\tau = 20$ s. Pour les temps d'intégration supérieurs, la stabilité de fréquence est limitée par une marche aléatoire $\sigma_y(\tau > 20 \text{ s}) = 1,43 \times 10^{-16} \tau^{\frac{1}{2}}$. Cette dernière limitation sera justifiée dans la section suivante. C'est dans ces conditions que la stabilité de fréquence des signaux de sortie de la chaîne de synthèse a été caractérisée. Les résultats sont présentés en section 4.7.1.

Sensibilité à la pression atmosphérique

Une forte corrélation entre les fluctuations de la pression atmosphérique et les variations de la fréquence du signal de battement a été mesurée comme le montre les figures 4.20 et 4.21.

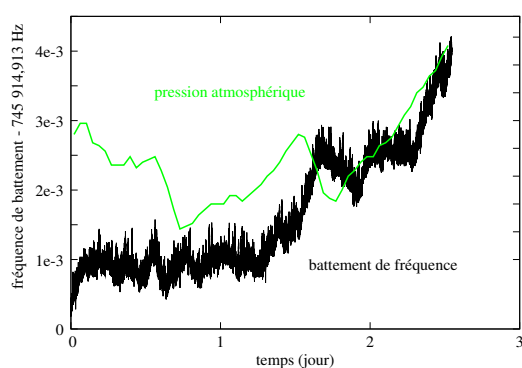


FIG. 4.20 – Premier exemple de corrélation entre les fluctuations de la pression atmosphérique et du signal de battement

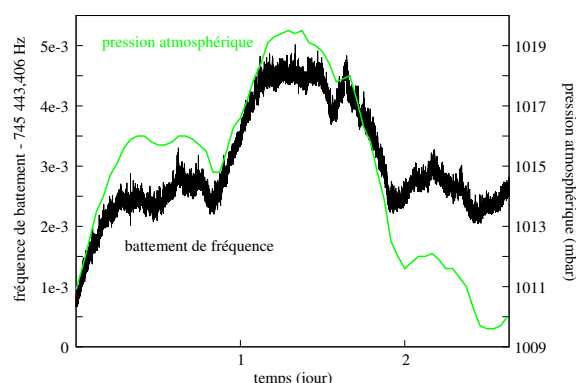


FIG. 4.21 – Second exemple de corrélation entre les fluctuations de la pression atmosphérique et du signal de battement

Cette corrélation signifie que un ou chaque CSO est fortement sensible aux variations de la pression atmosphérique. Cependant, nous soupçonnons Alizée. En effet, le bain d'hélium liquide est directement à pression atmosphérique, une sortie d'évacuation des gaz d'hélium étant nécessaire pour éviter une surpression dans le cryostat. En sachant que la température d'ébullition du bain d'hélium liquide est fonction de la pression, des fluctuations de la pression atmosphérique engendrent des perturbations du bain qui se répercutent sur la stabilité de fréquence d'Alizée. Et cette hypothèse a été justifiée par la suite.

Une vanne de sécurité s'ouvrant à 1,5 Bar, a été placée en sortie de l'évacuation des gaz du cryostat afin de réguler la pression à l'intérieur du cryostat. Cette action a entraîné une forte dérive de la fréquence de battement. Mais cette manipulation reste relativement dangereuse. En effet, les gaz froids d'hélium peuvent geler la vanne et la pression peut alors augmenter jusqu'à produire une explosion. C'est pour cela que pour accéder à la stabilité de fréquence journalière d'Elisa, nous avons décidé de comparer cette dernière à notre maser à hydrogène.

4.4 Caractérisation de la stabilité long terme : Elisa contre MH

Le maser à hydrogène localisé à l'ENSMM, a été déplacé dans la salle de manipulation. Deux méthodes de mesure de la stabilité de fréquence ont été utilisées. La première a déjà été présentée dans la première section de ce chapitre. La seconde réside dans la mesure des fluctuations de phase du signal synthétisé à 100 MHz d'Elisa par rapport au signal de même fréquence provenant du MH.

4.4.1 Battement de fréquence

L'instabilité relative de fréquence du synthétiseur HP8254A a été mesurée lors des travaux de thèse de Pierre Yves Bourgeois [51]. Deux synthétiseurs équivalents, référencés sur la même source de fréquence, ont été comparés entre eux. Le résultat est $\sigma_y(\tau) \approx 4,6 \times 10^{-14} \tau^{-1/2}$ pour $\tau \leq 50\,000$ s.

Nous avons produit un battement à une fréquence proche de 200 kHz, fréquence pour laquelle la résolution du compteur de fréquence est maximale, comme le montre le schéma figure 4.22.

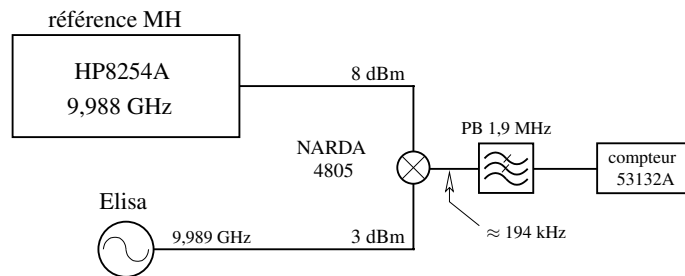


FIG. 4.22 – Banc de mesure de la stabilité de fréquence d'Elisa contre maser à hydrogène

L'acquisition des données, échantillonnées toutes les secondes, s'est déroulée sur environ 9 jours (766 258 échantillons). La figure 4.23 représente l'évolution temporelle du signal de battement.

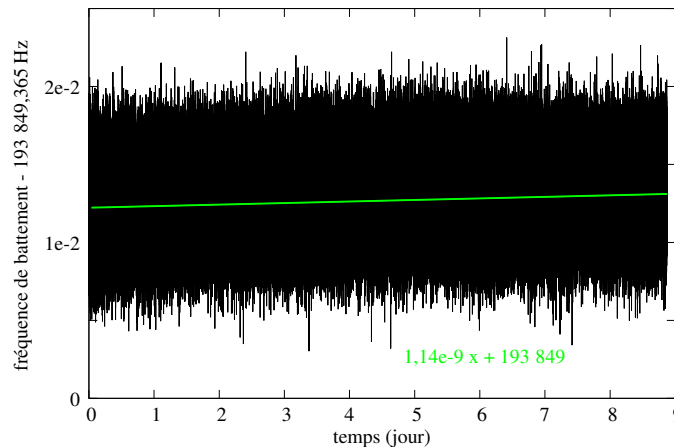


FIG. 4.23 – Evolution au cours du temps du battement de fréquence Elisa contre HP8254A verrouillé sur un maser à hydrogène

Nous remarquons une légère dérive au cours du temps estimée à $1,3 \times 10^{-14}$ /jour à partir de l'ajustement analytique.

Le résultat des calculs de l'écart-type d'Allan est représenté en figure 4.24.

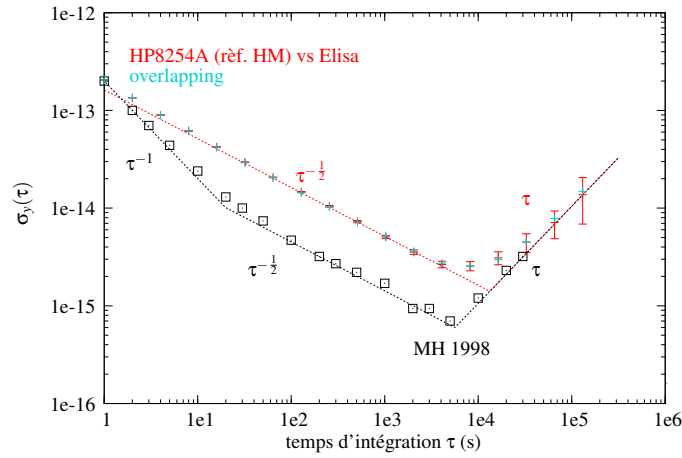


FIG. 4.24 – Ecart type d'Allan calculé à partir des données précédentes

La stabilité de fréquence suit $\sigma_y(\tau) = 2 \times 10^{-13} \tau^{-1/2}$ pour $1 \text{ s} \leq \tau \leq 4\,096 \text{ s}$ et $\sigma_y(\tau) = 1,04 \times 10^{-19} \tau$ pour $\tau \leq 32\,768 \text{ s}$. Nous calculons une dérive journalière de 9×10^{-15} .

Le résultat court terme ne correspond pas la stabilité attendue. La mesure est limitée par une pente en $\tau^{-1/2}$ à partir de 1 s. Le synthétiseur de fréquence HP8254A peut être à l'origine de ce phénomène et cette hypothèse sera justifiée par les mesures suivantes. Cependant, la stabilité long terme suit parfaitement la dérive de fréquence du MH mesurée il y a 12 ans. Ce fait nous permet de conclure que cette mesure est limitée sur les temps d'intégration longs par l'oscillateur de référence. La stabilité de fréquence réelle d'Elisa reste toujours inconnue.

4.4.2 Comparaison de phase

Le principe de mesure est représenté figure 4.25.

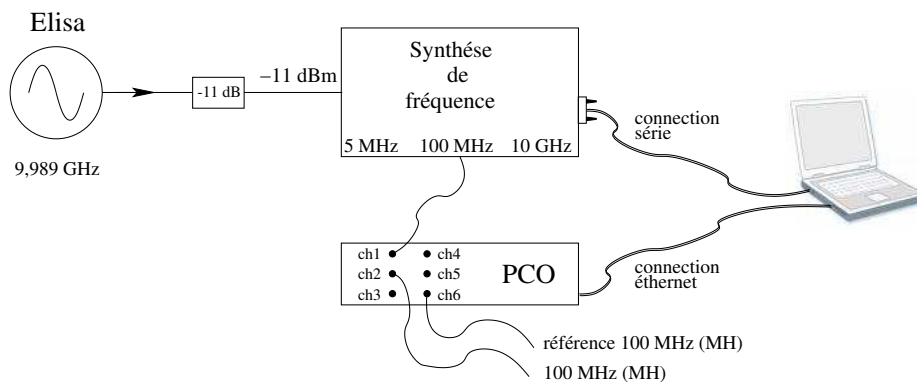


FIG. 4.25 – Schéma principe de la mesure par comparaison de phase

La sortie de l'oscillateur Elisa est connectée à l'entrée de la chaîne de synthèse. Cette dernière est reliée à un ordinateur via une connection série qui permet de modifier la fréquence de sortie du DDS. Celle-ci est ajustée afin d'obtenir une fréquence proche de 100 MHz en sortie de la chaîne de synthèse. Le réglage "fin" se fait à l'aide d'un logiciel développé par Timetech permettant en plus l'acquisition

des données représentant l'écart de phase entre le signal de référence (maser à hydrogène à 100MHz : CH6) et les autres entrées du comparateur de phase. Les données relevées représentent l'écart de phase des entrées CH1-5 par rapport à la référence CH6.

Nous avons traité les données échantillonnées toutes les secondes pendant 5 jours, soit 444 396 échantillons. Le calcul de l'écart-type d'Allan s'est fait en utilisant la méthode des moyennes glissantes (overlapping) afin d'augmenter le nombre de moyennage sur le long terme. Le résultat est représenté en figure 4.26.

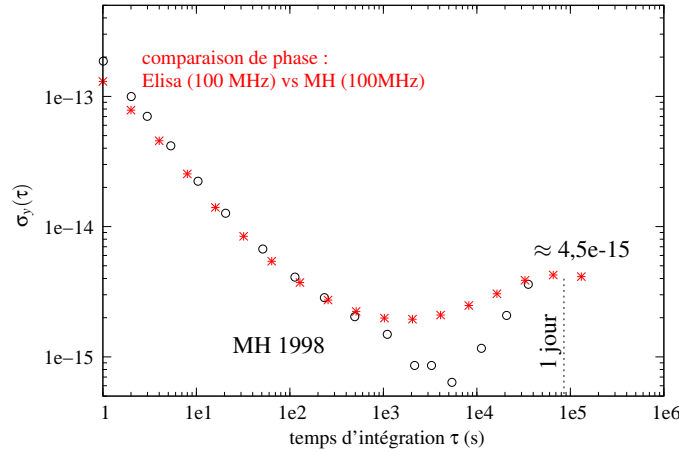


FIG. 4.26 – Ecart type d'Allan calculé par la méthode de moyenne glissante

A court terme, l'écart-type d'Allan suit parfaitement la caractéristique du maser à hydrogène pour $1 \text{ s} \leq \tau \leq 256 \text{ s}$. A $\tau = 2048 \text{ s}$, la stabilité de fréquence atteint un palier flicker à $\approx 2 \times 10^{-15}$. Pour les temps d'intégration supérieurs, nous notons une dégradation de la stabilité de fréquence se présentant sous forme d'une "bosse". Ce type de signature correspond à une modulation de fréquence résiduelle provenant de variations journalières des paramètres environnementaux. Nous calculons une stabilité de fréquence de $4,5 \times 10^{-15}/\text{jour}$ ce qui, à ce jour, représente l'état-de-l'art pour ce type d'oscillateur. Mais ces données ne nous permettent toujours pas de dire de manière certaine qu'il s'agit de la stabilité d'Elisa.

Ce résultat n'est pas un cas isolé. D'autres acquisitions ont présentées des stabilités de fréquence équivalentes. Les résultats présentés en figure 4.27 (601 398 échantillons) et dans la section suivante en sont la preuve. Mais des problèmes de fiabilité de notre MH ne nous a permis que des acquisitions sur 1 à 2 semaines. Les fluctuations thermiques entraînaient un arrêt du signal maser du fait de la mise en saturation de la boucle à verrouillage de phase.

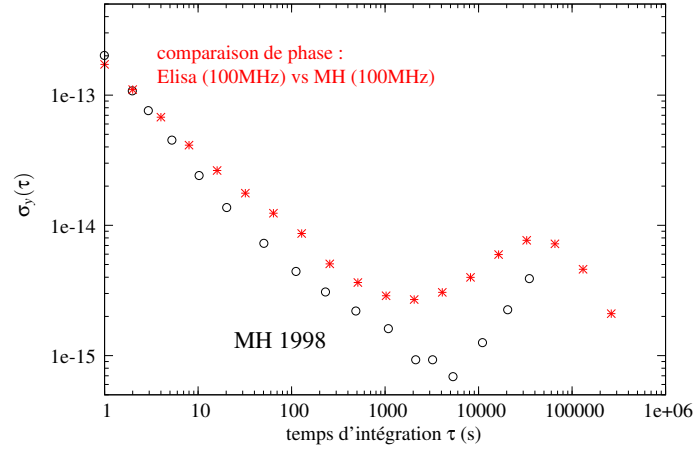


FIG. 4.27 – Ecart type d’Allan calculé par la méthode de moyenne glissante

La légère dégradation observée sur la figure 4.27 par rapport au résultat précédent provient de la présence de plusieurs perturbations dans les données se présentant sous forme de pics.

4.5 3 corner Hat : Alizée, Elisa et maser à hydrogène

La méthode dite “3 corner hat” est une procédure d’identification de la stabilité de fréquence de trois horloges à partir de données représentant la différence de fréquence, ou de phase, entre chacune d’elles [95–97] comme le représente la figure 4.28.

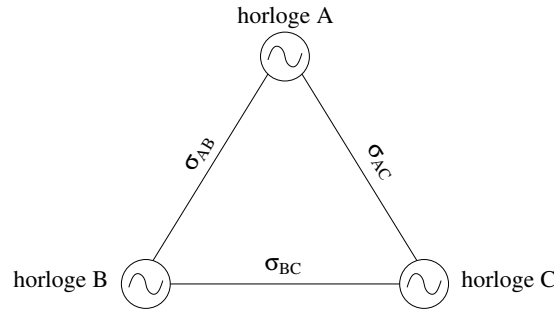


FIG. 4.28 – Méthode dite “3 corner hat”

En supposant les fluctuations de chaque source complètement indépendantes, nous pouvons écrire que la variance d’Allan de chaque paire est :

$$\sigma_{AB}^2 = \sigma_A^2 + \sigma_B^2 \quad (4.6)$$

$$\sigma_{AC}^2 = \sigma_A^2 + \sigma_C^2 \quad (4.7)$$

$$\sigma_{BC}^2 = \sigma_B^2 + \sigma_C^2 \quad (4.8)$$

La variance de chaque horloge est donc :

$$\sigma_A^2 = \frac{1}{2} [\sigma_{AB}^2 + \sigma_{AC}^2 - \sigma_{BC}^2] \quad (4.9)$$

$$\sigma_B^2 = \frac{1}{2} [\sigma_{AB}^2 + \sigma_{BC}^2 - \sigma_{AC}^2] \quad (4.10)$$

$$\sigma_C^2 = \frac{1}{2} [\sigma_{AC}^2 + \sigma_{BC}^2 - \sigma_{AB}^2] \quad (4.11)$$

La méthode que nous avons utilisée est une dérivée du 3 corner hat. Le banc de mesure présenté en figure 4.29, nous permet d'accéder à la stabilité des oscillateurs cryogéniques par rapport à la référence soit σ_{AB} et σ_{AC} . Par la suite, σ_{BC} est calculé à partir de la soustraction des valeurs des instabilités relatives de phase des paires AB et AC. En d'autres termes, nous ne mesurons pas mais nous calculons les fluctuations de phase entre Elisa et Alizée.

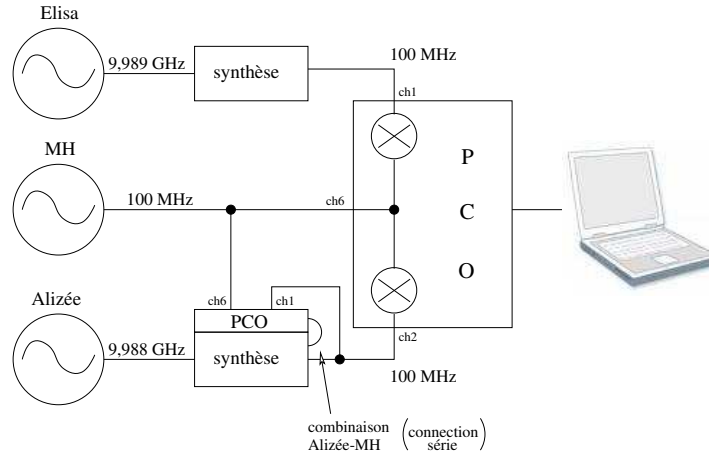


FIG. 4.29 – Schéma de principe de la mesure du 3 corner hat

L'oscillateur Alizée a été asservi sur le maser à hydrogène pour palier à sa forte dérive. La corrélation des données devrait se présenter par une augmentation de la stabilité de fréquence pour les temps d'intégration supérieurs à la constante de temps de la boucle à verrouillage de phase. Ces mesures ont été effectuées sur les sorties à 100 MHz et 5 MHz de chaque oscillateurs. Les résultats ont été obtenus par l'intermédiaire d'un programme développé au laboratoire et sont représentés figures 4.30 à 5 MHz et 4.31 à 100 MHz.

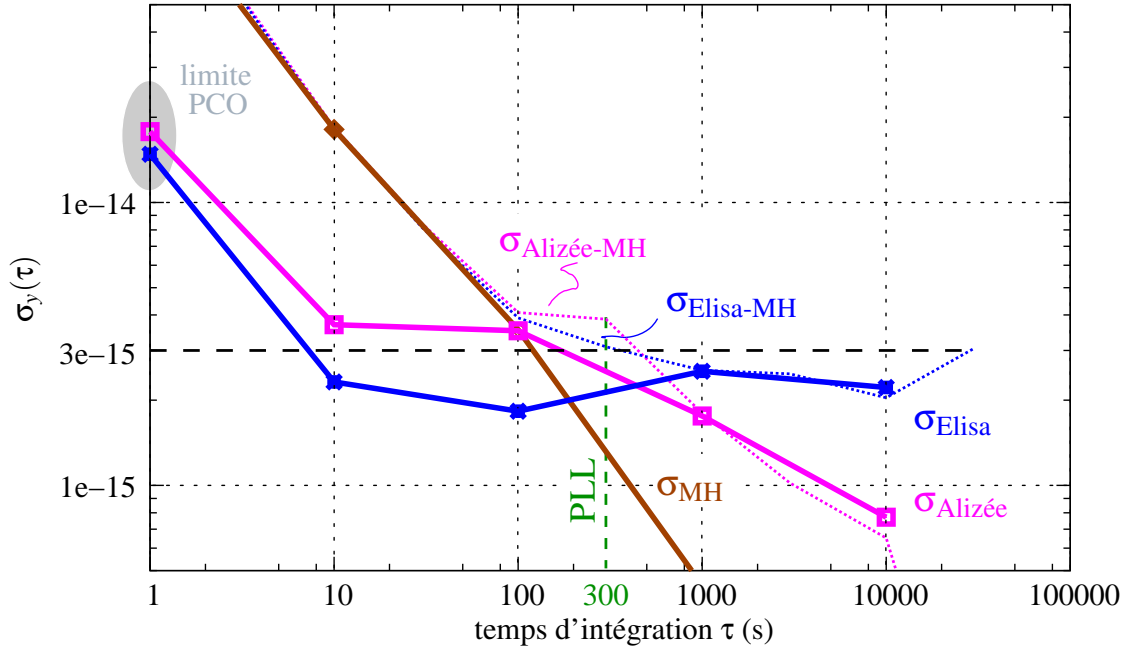


FIG. 4.30 – résultat 3 corner hat à 5 MHz : Alizée (magenta), Elisa (bleu), maser à hydrogène (marron)

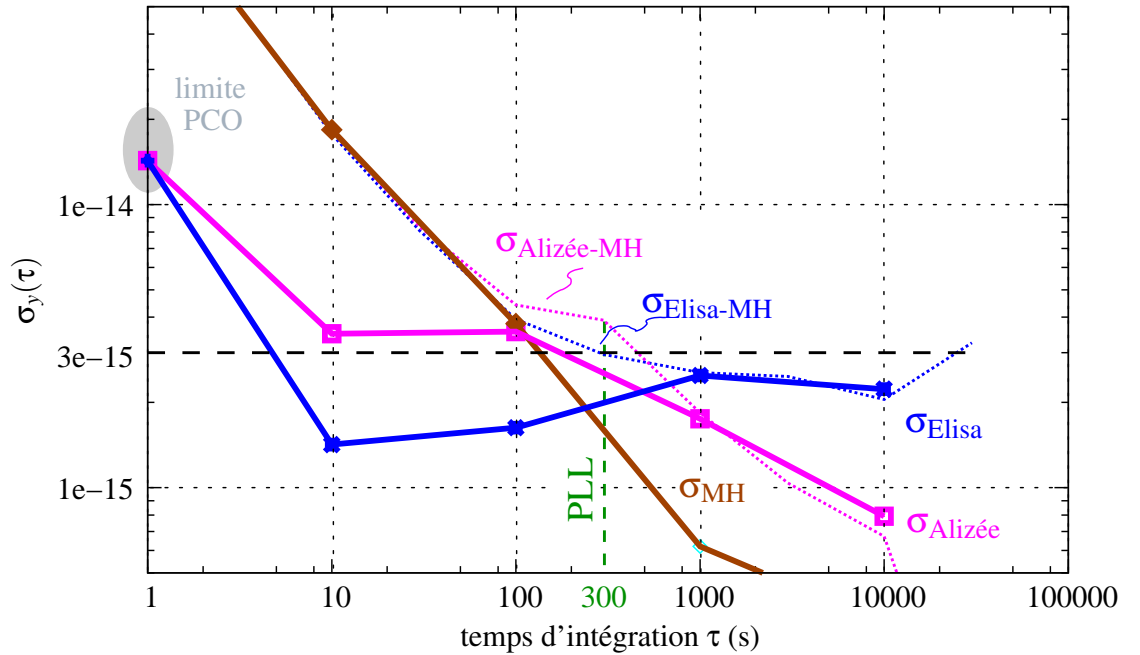


FIG. 4.31 – résultat 3 corner hat à 100 MHz : Alizée (magenta), Elisa (bleu), maser à hydrogène (marron)

Les calculs ont été effectués sur une série de 234 550 échantillons, échantillonnés toutes les secondes, soit approximativement 3 jours d'acquisition. Les courbes continues représentent l'estimation des stabilités de fréquence d'une horloge par la méthode du 3 corner hat (Alizée : magenta, Elisa : bleu et maser à hydrogène : marron). Alors que les courbes en pointillée représentent la stabilité de fréquence des paires d'horloge (Alizée-MH : magenta et Elisa-MH : bleu).

Nous pouvons tirer plusieurs informations de ces résultats :

- la compensation de la dérive de fréquence d’Alizée fonctionne. Dans les deux expériences, nous constatons une augmentation de la stabilité d’Alizée pour les temps d’intégration supérieurs à 300 s correspondant à la constante de temps de l’asservissement.
- les résultats du 3 corner hat court terme sont différents pour les sorties à 5 MHz et 100 MHz. Une dégradation de la stabilité d’Elisa sur les temps d’intégration compris entre 10 s et 100 s est observable pour les signaux à 5 MHz.
- le résultat long terme d’Elisa est en adéquation avec les résultats présentés dans la section précédente

4.6 Stabilité de fréquence et bruit de phase d’Elisa : conclusion

Dans cette première partie de chapitre, les performances de l’oscillateur saphir cryogénique Elisa développé pour l’ESA, ont clairement été démontrées. Cette oscillateur remplit pleinement les spécifications de stabilité de fréquence $\sigma_y(\tau) \leq 3 \times 10^{-15}$ pour $\tau \in [1 - 1000 \text{ s}]$ et de bruit de phase $S_\phi(1 \text{ Hz}) \leq -93 \text{ dB.rad}^2/\text{Hz}$ du projet et présente également une exceptionnelle stabilité de fréquence long terme mesurée à $4,5 \times 10^{-15}/\text{jour}$. Ce résultat représente l’état-de-l’art pour ce type d’oscillateur. Cependant, les mesures effectuées révèlent que ces valeurs sont limitées par les oscillateurs de référence (Alizée et maser à hydrogène) auxquels a été comparée Elisa. Mais, l’utilisation de la méthode du 3 corner hat nous ouvre une nouvelle voie pour la mesure des véritables performances d’Elisa.

4.7 Caractérisation de la chaîne de synthèse

La stabilité de fréquence ainsi que le bruit de phase des sorties de fréquences à 10 GHz, 100 MHz et 5 MHz de la chaîne de synthèse développée par la compagnie Timetech GmbH, ont été quantifiées à l’institut FEMTO-ST.

4.7.1 Stabilité de fréquence

La stabilité de fréquence des signaux synthétisés a été mesurée en produisant un battement de fréquence entre les sorties des chaînes de synthèse d’Alizée et Elisa suivant le principe présenté figure 4.32.

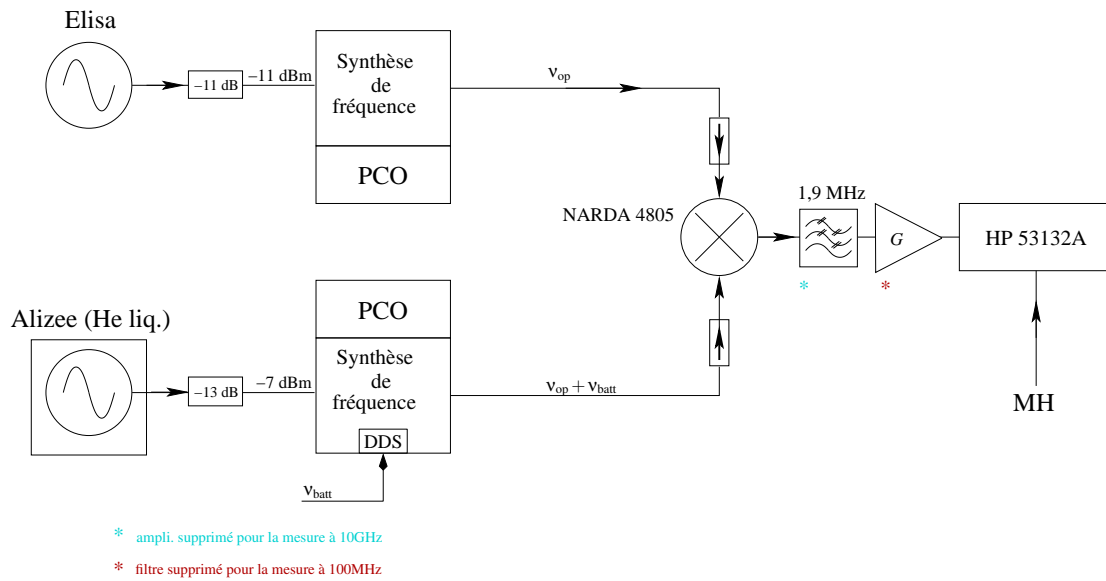


FIG. 4.32 – Schéma principe de la mesure de la stabilité des sorties opérationnelles de la chaîne de synthèse de Timetech

La fréquence du DDS d'Alizée a été décalée de quelques kHz afin d'obtenir un signal de battement de fréquence v_{batt} . Le tableau suivant résume les caractéristiques de chaque manipulation :

Fréquence op. v_{op}	Fréquence de battement choisie v_{batt}	Amplification G	Temps d'échantillonnage
10 GHz	200 kHz	aucune	1 s
100 MHz	1 kHz	82dB	4 s

Les fréquences de battement v_{batt} et gains G ont été choisis afin de maximiser la résolution du compteur de fréquence.

La stabilité du signal de sortie à 5 MHz n'a pas été mesurée. La fréquence de battement maximale obtensible étant de 200 Hz, la mesure aurait été limitée par la résolution du compteur de fréquence.

L'amplificateur utilisé pour la mesure de la stabilité des signaux à 100 MHz, a été développé par Cédric Plantard à l'Observatoire de Besançon [98]. Cet amplificateur est constitué de 4 étages amplificateurs en série. La bande passante des deux premiers étages est limitée à 7 kHz afin de minimiser le bruit du système. Cette dernière caractéristique nous a amené à choisir une fréquence $v_{batt} = 1$ kHz. Cependant, malgré la qualité de ces amplificateurs, la stabilité de fréquence aux temps d'intégration 1 s et 2 s n'a pas pu être mesurée car limitée par le compteur de fréquence.

Les figures 4.33 et 4.34 représentent l'évolution de la fréquence des signaux de battement au cours du temps pendant la durée de l'acquisition.

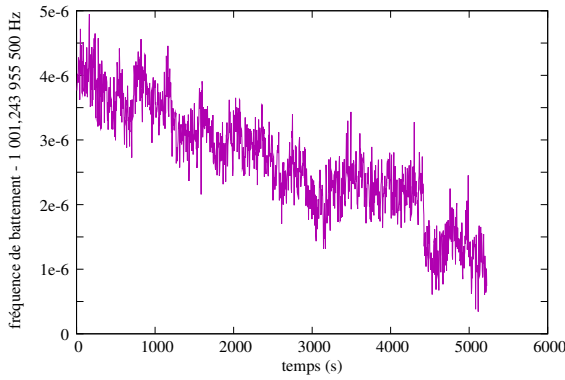


FIG. 4.33 – Signal de battement entre les sorties à 100 MHz (1 104 échantillons)

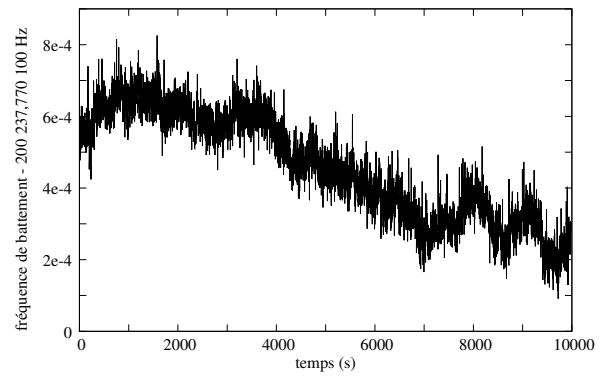


FIG. 4.34 – Signal de battement entre les sorties à 10 GHz (9 979 échantillons)

L'écart-type d'Allan est calculé à partir de ces données. Les résultats obtenus sont disponibles figure 4.35.

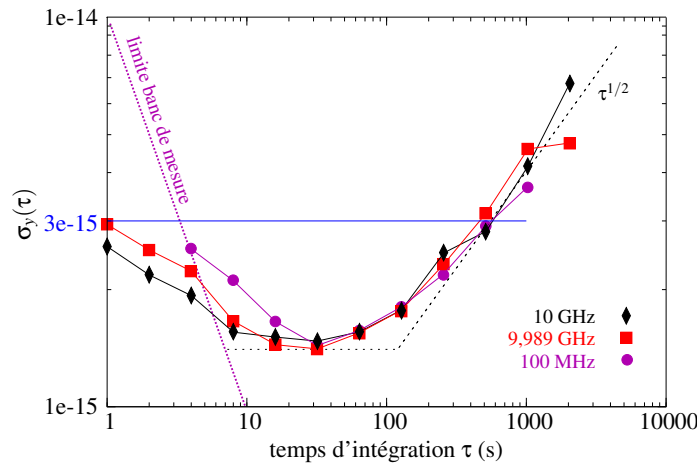


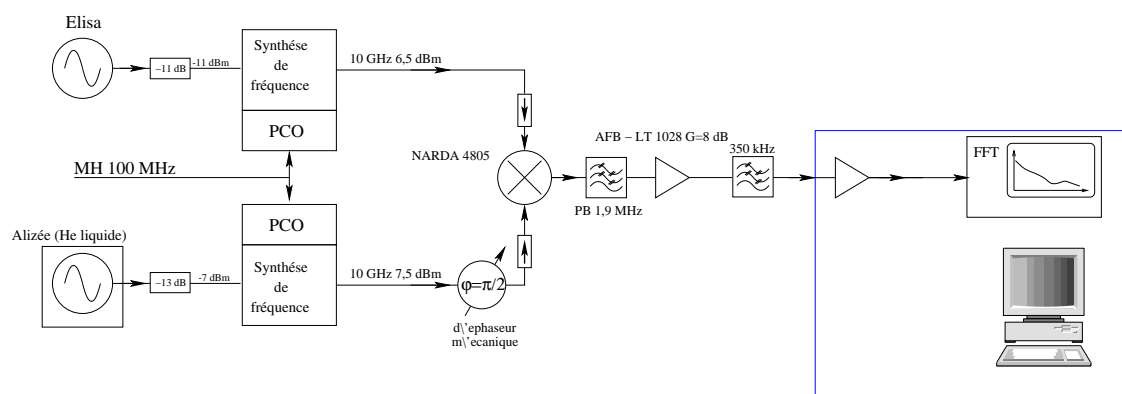
FIG. 4.35 – Ecart type d'Allan des signaux synthétisés de fréquence 100MHz (vert) et 10GHz (noir) et de la sortie des oscillateurs Alizée et Elisa (rouge)

Nous constatons que la chaîne de synthèse permet le transfert de la stabilité de fréquence des oscillateurs saphirs cryogéniques. La sortie de fréquence 10 GHz présente une stabilité identique à celle de nos oscillateurs sur les temps d'intégration compris entre 1 s et 1 000 s. Il en est de même pour la sortie de fréquence 100 MHz pour les temps d'intégration compris entre 4 s et 1 000 s.

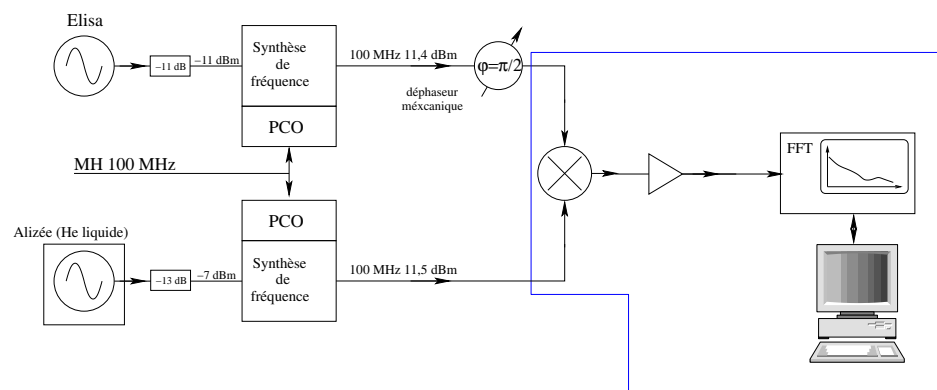
En conclusion, la chaîne de synthèse remplit une partie des spécifications de stabilité de fréquence de l'ESA. Le mesure du bruit de phase nous permettra d'accéder à une estimation de la stabilité des signaux à 100 MHz à 1 s afin de valider la partie manquante.

4.7.2 Bruit de phase des sorties synthétisées

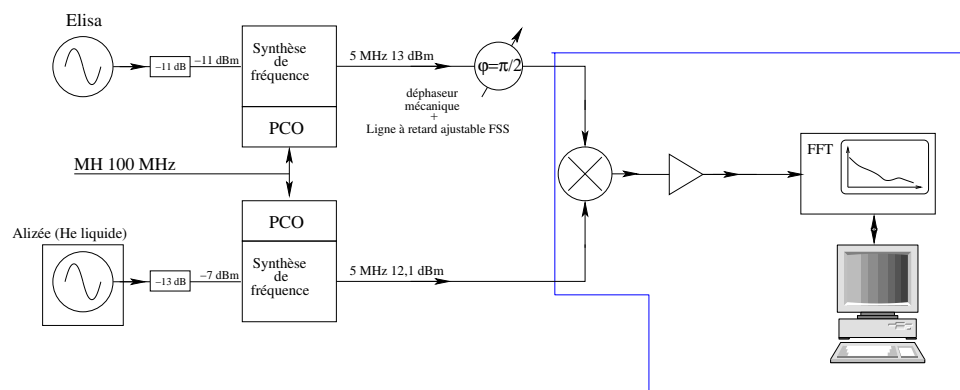
La mesure de bruit de phase des sorties 5 MHz, 100 MHz et 10 GHz a été réalisée en mélangeant les signaux synthétisés d'Alizée et d'Elisa et en mesurant la densité spectrale de phase $S_{\phi}(f)$ des signaux résultants à l'aide du banc de mesure de bruit HP3048A. La figure 4.36 schématise l'expérience.

10 GHz :

Banc de mesure de bruit de phase HP 3048A

100 MHz :

Banc de mesure de bruit de phase HP 3048A

5 MHz :

Banc de mesure de bruit de phase HP 3048A

FIG. 4.36 – Schéma de principe de la mesure du bruit des signaux synthétisés (10 GHz, 100 MHz et 5 MHz)

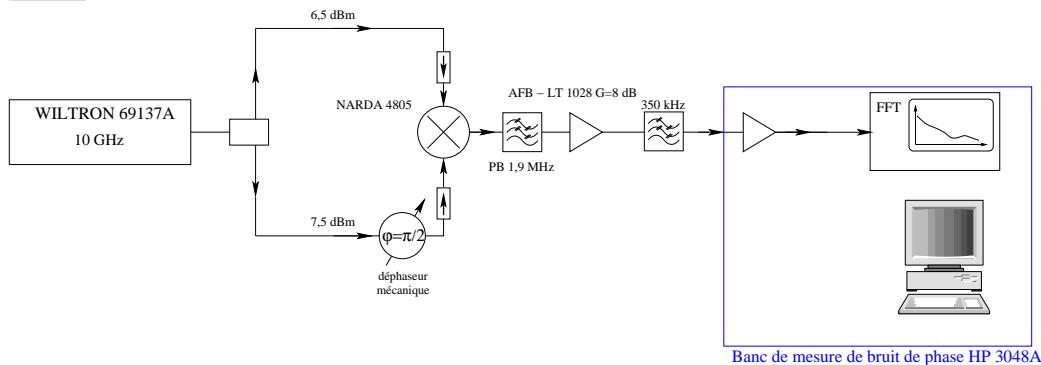
Les chaînes de synthèse sont stabilisées sur le signal à 100 MHz du maser à hydrogène via le comparateur de phase (PCO) pour permettre un plus grand nombre de moyennage. La constante de temps de l'asservissement étant de 300 s, cette action n'interfère pas sur la mesure du bruit de phase.

Plusieurs configurations ont été utilisées. Dans le cas du signal à 10 GHz, les sorties d'Alizée et

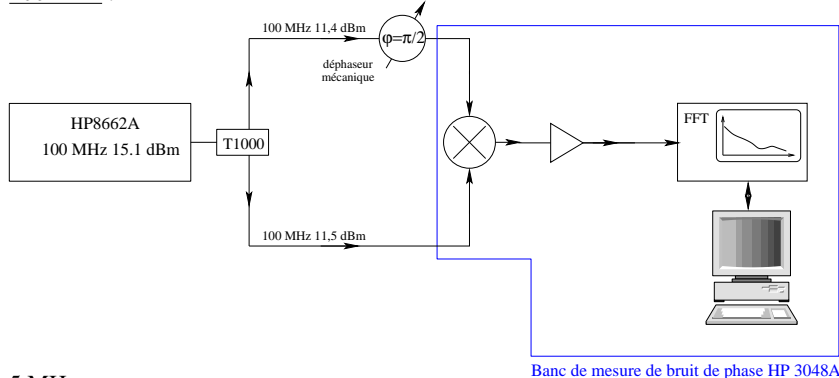
d'Elisa sont connectées aux entrées d'un mélangeur de fréquence externe NARDA 4805. Un déphaseur mécanique est introduit dans le bras "oscillateur local" pour permettre le réglage de la quadrature de phase. En sortie du mélangeur de fréquence, l'emploi d'un premier filtre passe-bas de fréquence de coupure 1,9 MHz, permet de récupérer la composante basse fréquence. Ce signal est ensuite amplifié (amplificateur basé sur un amplificateur opérationnel faible bruit LT1028 de gain 8 dB) puis filtré (passe-bas de fréquence de coupure 350 kHz) afin de réduire la bande passante du bruit. Pour les deux autres signaux, le mélangeur employé est celui du banc de mesure HP3048A. Un déphaseur mécanique est utilisé dans les deux configurations pour obtenir la quadrature. A 5 MHz, nous ajoutons une ligne à retard commutable commercial FSS.

La figure 4.37 représente le principe de la caractisation de la limite des bancs de mesure.

10 GHz :



100 MHz :



5 MHz :

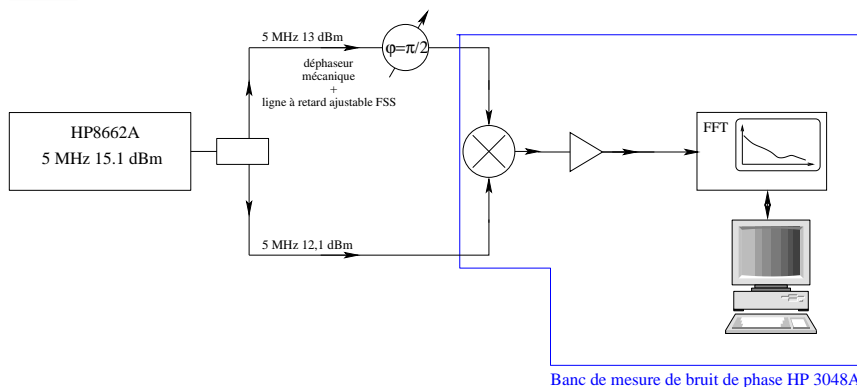


FIG. 4.37 – Schéma de principe de la mesure du bruit des signaux synthétisés (10 GHz, 100 MHz et 5 MHz)

Pour le signal micro-onde, les oscillateurs saphirs cryogéniques sont remplacés par un synthétiseur de fréquence de type Wiltron 69137A dont la sortie est ajustée à la fréquence de 10 GHz. Dans le cas des signaux basses fréquences, un synthétiseur de fréquence HP8662A, modèle déjà employé lors de la mesure du bruit de phase des oscillateurs cryogéniques, est utilisé. Dans chaque configuration, le montage amont reste identique à la configuration énoncée précédemment.

Sortie à 10 GHz

La sensibilité du banc k_ϕ est mesurée à 368,6 mV/rad. Le résultat obtenu est tracé figure 4.38.

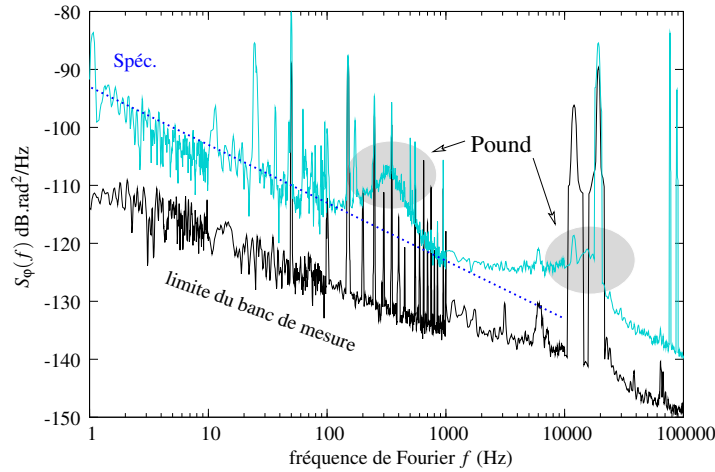


FIG. 4.38 – $S_\phi(f)$ du signal synthétisé 10 GHz et du banc de mesure

Le palier du banc est mesuré à $-108 \text{ dB.rad}^2/\text{Hz}@1\text{Hz}$ limité par un bruit flicker de phase pour $f \in [1 - 100\,000 \text{ Hz}]$.

Pour une chaîne de synthèse, nous mesurons $S_\phi(1\text{Hz}) = -96 \text{ dB.rad}^2/\text{Hz}$ limité par un bruit flicker de phase. Deux bosses se découpent du spectre de bruit provenant des détecteur de Pound.

Ce résultat satisfait les requis du projet Elisa qui sont $S_\phi(f) = -93 \text{ dB.rad}^2/\text{Hz.f}^{-1}$ pour $f \in [1 - 10\,000 \text{ Hz}]$. Mais nous constatons une augmentation du niveau de bruit à 1 Hz de 4 dB par rapport à la mesure effectuée à la fréquence des oscillateurs sans chaîne de synthèse. Mais ceci est sûrement la conséquence d'une dégradation de la stabilité de fréquence des oscillateurs.

Domaine temporel : nous pouvons alors estimer la stabilité de fréquence à 1 s à l'aide de l'équation 4.13. Nous obtenons pour un bruit flicker de phase :

$$\sigma_y(1s) = \sqrt{1^{-2} \frac{10^{-96}}{(10 \times 10^9)^2}} \approx 1,6 \times 10^{-15} \quad (4.12)$$

Si nous nous référons à la figure 4.35, nous constatons que ce résultat est en corrélation avec $\sigma_y(1s) = 2,6 \times 10^{-15} / \sqrt{2} \approx 1,8 \times 10^{-15}$.

Sortie à 100 MHz

La sensibilité du banc k_ϕ est mesurée à 311 mV/rad. Le résultat obtenu est tracé figure 4.38.

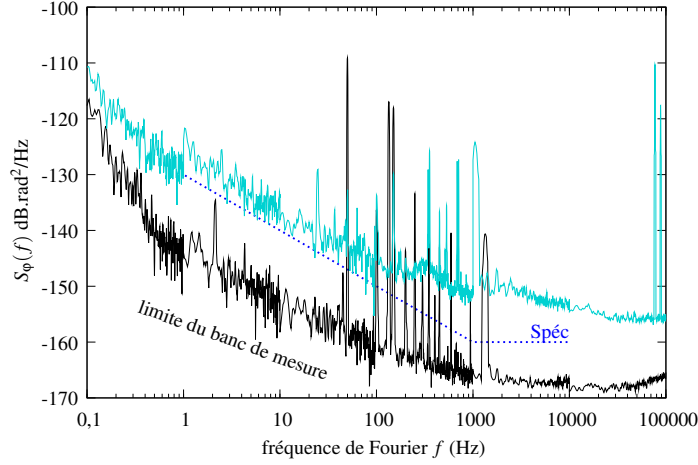


FIG. 4.39 – $S_\phi(f)$ du signal synthétisé 100 MHz et du banc de mesure

Le bruit du banc est mesuré à -145 dB.rad²/Hz@1Hz limité par un bruit flicker de phase pour $f \in [1 - 1\,000\text{ Hz}]$. Il atteint un palier de bruit blanc de phase à $f > 1\,000\text{ Hz}$ à -168 dB.rad²/Hz.

Le bruit de phase $S_\phi(f)$ de la sortie 100 MHz d'une unique chaîne de synthèse est mesurée à -130 dB.rad²/Hz.f⁻¹ pour $f \in [1 - 1\,000\text{ Hz}]$. Un palier de bruit blanc de phase de -155 dB.rad² est atteint à $f \approx 1\text{ kHz}$.

Nous remarquons une remontée du bruit de phase de la chaîne de synthèse pour les fréquences de Fourier supérieures à 1 Hz qui s'explique par la présence de nombreux pics parasites et d'un possible pas de quantification.

Domaine temporel : de la manière qu'à 10 GHz, nous estimons :

$$\sigma_y(1s) = \sqrt{1 - 2 \frac{10^{-\frac{130}{10}}}{(100 \times 10^6)^2}} \approx 3,2 \times 10^{-15} \quad (4.13)$$

Sortie à 5 MHz

$S_\phi(f)$ à 5 MHz est représenté figure 4.40.

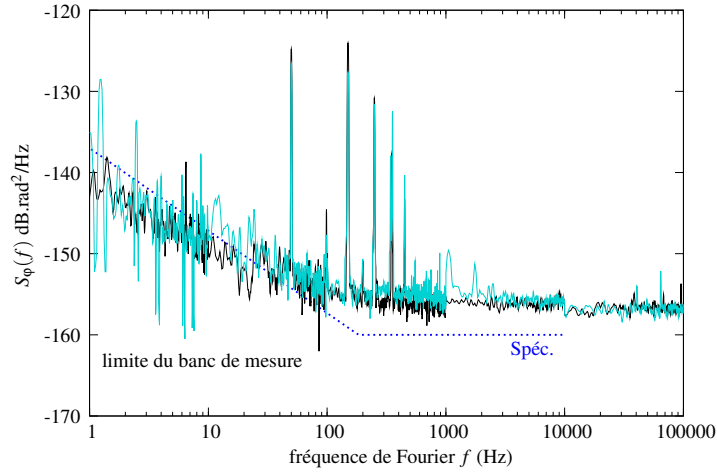


FIG. 4.40 – $S_\phi(f)$ du signal synthétisé 5 MHz et du banc de mesure

Le bruit du banc est mesuré à $-140 \text{ dB.rad}^2/\text{Hz}@1\text{Hz}$ limité par un bruit flicker de phase pour $f \in [1 - 100 \text{ Hz}]$. Il atteint un palier de bruit blanc de phase à $f > 100 \text{ Hz}$ à $-157 \text{ dB.rad}^2/\text{Hz}$.

La mesure de $S_\phi(f)$ de la sortie 5 MHz d'une chaîne de synthèse est clairement limitée par le banc de mesure. Il est impossible de tirer une conclusion de ce résultat. Nous pouvons juste constater que $S_\phi(f < 100 \text{ Hz})$ est inférieur à la spécification du projet.

4.8 Stabilité de fréquence et bruit de phase de la chaîne de synthèse : conclusion

Tous les objectifs du projet sont atteints. Le signal à 10 GHz présente une stabilité de fréquence identique à l'oscillateur cryogénique égale à $2,6 \times 10^{-15}$ pour un bruit de phase de $-96 \text{ dB.rad}^2/\text{Hz.f}^{-1}$. Les performances de la sortie à 100 MHz sont un bruit de phase de $-130 \text{ dB.rad}^2/\text{Hz.f}^{-1}$ pour $f \in [1 - 1000 \text{ Hz}]$. Le bruit de phase converti dans le domaine temporel nous donne une stabilité de fréquence de $3,2 \times 10^{-15}$ à 1 s. Cependant cette légère dégradation était prévue. La stabilité de fréquence ainsi que le bruit de phase de la sortie à 5 MHz n'a pas pu être mesuré du aux limites des appareils de mesure.

Conclusion générale

Ce mémoire résume trois années de travaux ayant aidés au développement d'un oscillateur micro-onde ultrastable incorporant un résonateur saphir à fort coefficient de surtension refroidit en cryogénérateur. Cet oscillateur, appelé Elisa, a pour vocation d'équiper la nouvelle station terrestre de l'ESA, fondateur du projet. Elisa contribuera aux avancées scientifiques dans les domaines de la radio-astronomie et de la navigation dans l'espace lointain. Cette étude a été menée en collaboration avec le NPL, la société allemande Timetech GmbH et l'ESA.

L'objectif principal était une stabilité de fréquence de $\sigma_y(\tau) \leq 3 \times 10^{-15}$ pour $\tau \in [1 - 1000 \text{ s}]$, pour un bruit de phase $S_\phi(1 \text{ Hz}) = -93 \text{ dB.rad}^2/\text{Hz}$. De plus, le système final devait incorporer une synthèse de fréquence pour transférer la stabilité de l'oscillateur cryogénique à 10 GHz, 100 MHz et 5 MHz pour un bruit de phase respectif de $S_\phi(f) = -93 \text{ dB.rad}^2.\text{Hz}^{-1}/f$, $S_\phi(f) = -130 \text{ dB.rad}^2.\text{Hz}^{-1}/f$ et $S_\phi(f) = -137 \text{ dB.rad}^2.\text{Hz}^{-1}/f$.

De nos jours la technologie des oscillateurs saphirs cryogéniques est bien maîtrisée. Les meilleurs systèmes présentent des stabilités de fréquence de l'ordre de 10^{-16} pour des temps d'intégration compris entre 1 s et 100 s. Cependant, leur autonomie est réduite à 1 ou 2 semaines due à l'évaporation de l'hélium liquide servant à refroidir le résonateur. Par conséquent, un remplissage régulier est nécessaire ce qui rend contraignante et coûteuse cette technologie de pointe. Cependant, il est possible de contourner ce problème.

L'originalité de ce projet résidait dans la conception d'un oscillateur, incorporant un cryogénérateur, pouvant atteindre $\sigma_y(\tau) \leq 3 \times 10^{-15}$. Cette méthode de refroidissement augmente l'autonomie d'un oscillateur saphir cryogénique à deux ans et rend possible son emploi pour l'exploration spatiale lointaine nécessitant des missions de plusieurs mois. Mais, un cryogénérateur est la source de vibrations mécaniques et de fluctuations thermiques inhérentes au cycle de refroidissement dégradant la stabilité de fréquence court terme de l'oscillateur.

Ainsi, nous avons démontré lors de cette thèse, que pour atteindre nos objectifs, le déplacement résiduel du résonateur saphir ne devait pas excéder $2,3 \mu\text{m}_{\text{RMS}}$ pour des variations thermiques maximales de 1 mK. Sur cette base, l'étude d'un prototype de cryogénérateur incorporant des systèmes de filtrage mécanique et thermique passifs a été entreprise par la société Oxford Instruments avec notre collaboration. Cette recherche a abouti à la construction d'un cryogénérateur dont le déplacement résiduel au niveau du plateau expérimentale est de $0,87 \mu\text{m}_{\text{RMS}}$, valeur déterminée à partir de la mesure du bruit de phase d'Elisa effectuée lors de ces travaux. De plus, nos expériences ont montré qu'une fois la température régulée, les fluctuations thermiques résiduelles du résonateur étaient de l'ordre de $200 \mu\text{K}_{\text{pp}}$. Par conséquent, ce cryogénérateur satisfaisait pleinement les requis.

Une approche originale du dimensionnement de nos résonateurs saphirs a été expérimentée dans le

but de simplifier la conception de la chaîne de synthèse. Contrairement à la méthode habituelle, nous avons tout d'abord défini la fréquence de résonance, l'ordre et la famille du mode opérationnel. Pour cela, nous avons tenu compte des tolérances d'usinage, des fréquences de transitions des impuretés paramagnétiques du résonateur et des composants micro-ondes commerciaux. Au final, nous avons choisi le mode $WGH_{15,0,0} = 10 \text{ GHz} - D$, où D est un intervalle de confiance défini à partir des paramètres précédemment cités. Cette intervalle peut être facilement compensé par la synthèse de fréquence avec l'utilisation d'un DDS. Cette nouvelle approche s'est révélé être l'idée majeure de ces travaux. Par la suite, plusieurs techniques de couplages ont été testées dans le but d'épurer le spectre de transmission du résonateur des modes parasites et faciliter la mise en fonctionnement de l'oscillateur. Ainsi, une fenêtre d'approximativement 90 MHz dépourvu de modes parasites fortement couplés, a été obtenue.

La seconde étape de cette thèse consistait à étudier les sous-parties électroniques qui composent l'oscillateur. Un banc de mesure de bruit d'amplitude spécifiques aux détecteurs quadratiques a été construit. Ainsi, nous avons accédé à la première mesure de bruit AM d'une diode Schottky. A partir de ces résultats, une limite de stabilité de fréquence a été calculée due au détecteur de Pound et au contrôle de puissance. Nous avons ainsi conclu que les nouvelles versions des électroniques basses fréquences ne limitaient pas les performances de l'oscillateur. Cependant, des zones d'ombre subsistent pour le détecteur de Pound. La valeur déterminée est bien en dessous des résultats expérimentaux. Plusieurs voies sont à explorer pour comprendre ce fait et ainsi pouvoir atteindre des niveaux de stabilité court terme jamais mesurés. Malgré cela, les nouveaux contrôles ont grandement contribué à l'amélioration de la fiabilité et des performances de notre oscillateur.

L'architecture de la synthèse de fréquence, basée sur l'utilisation d'un DDS, a été étudiée et réalisée par Timetech GmbH en collaboration avec l'institut FEMTO-ST. Nos expériences ont démontré la faculté du système à transférer la stabilité de fréquence d'Elisa aux sorties à 10 GHz et, avec une légère dégradation à 1 s, à 100 MHz pour un bruit de phase $S_\phi(f) = -96 \text{ dB.rad}^2.\text{Hz}^{-1}/f$ à 10 GHz et $S_\phi(f) = -130 \text{ dB.rad}^2.\text{Hz}^{-1}/f$ à 100 MHz. De plus, la chaîne de synthèse permet de compenser l'éventuelle dérive de fréquence d'Elisa via un comparateur de phase et une boucle de contrôle numérique de constante de temps 300 s référencé sur un maser à hydrogène.

Au final, après la validation de la configuration de l'oscillateur saphir cryogénique en cryostat, la stabilité de fréquence d'Elisa a été mesurée. Nous avons obtenue une valeur minimale de $\sigma_y(\tau) = 1,4 \times 10^{-15}$ à $\tau = 20 \text{ s}$. Mais la corrélation entre les fluctuations de la fréquence de sortie d'Alizée et les variations de la pression atmosphérique nous a conduit à caractériser les performances long terme d'Elisa par une autre méthode. Sa comparaison par rapport à un maser à hydrogène, a révélé une incroyable stabilité de fréquence journalière de $\sigma_y(\tau) = 4,5 \times 10^{-15}$. Ce dernier résultat place tout bonnement Elisa à l'état de l'art. De plus, la courbe de stabilité ne présente pas une pente en τ démontrant une dérive de fréquence mais une "bosse" caractérisant une modulation de fréquence, conséquence d'une probable variation journalière des paramètres environnementaux. La stabilité réelle d'Elisa reste encore indéterminée.

En conclusion, la totalité des objectifs de l'ESA ont été atteints avec, en bonus, une exceptionnelle stabilité long terme pour cette catégorie d'oscillateur. Les travaux effectués durant ces trois années ont placé Elisa parmi les meilleures références de fréquence secondaires mondiales comme le montre la figure 1.

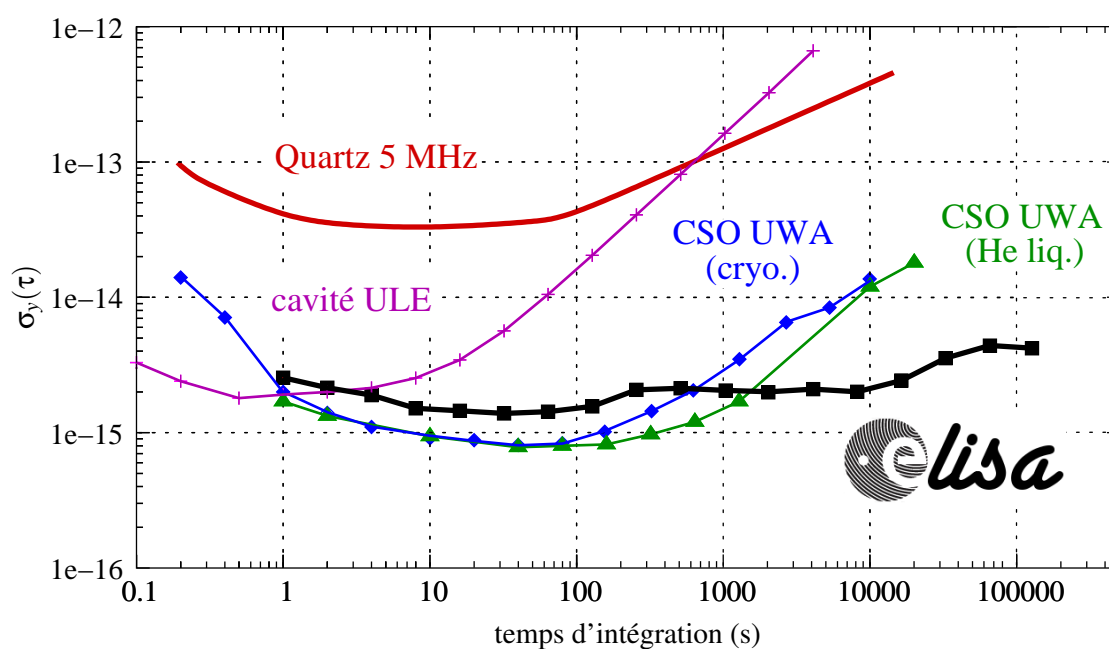


FIG. 1 – $\sigma_y(\tau)$ des meilleures références de fréquence secondaires

Cependant, la stabilité court terme affichée par Elisa reste en dessous de celle mesurée lors des récents travaux de nos confrères australiens sur un oscillateur équivalent. L'investigation des limitations du détecteur de Pound nous aidera à remédier à cela. La combinaison de nos connaissances en électronique et des connaissances en automatique de nos collègues mènera à l'élaboration de contrôles numériques plus performants dont l'étape finale sera la construction d'un contrôle numérique multivariable...

Cette thèse a renouvelé l'image des oscillateurs saphirs cryogéniques qui étaient vus, jusqu'à présent, comme des outils de pointes dédiés au laboratoire de recherche. Mais la longue autonomie associée à la fiabilité d'Elisa ont attiré bon nombre d'attention ce qui ouvre la voie vers une possible industrialisation...

Annexe A

Spécifications techniques du Projet Elisa

Annexe A. Spécifications techniques du Projet Elisa

Fréquence des sorties opérationnelles	1 sortie du CSO	10 dBm \pm 1 dB	
	4 sorties à 10 GHz	10 dBm \pm 1 dB	
	4 sorties à 100 MHz	13 dBm \pm 1 dB	
	4 sorties à 5 MHz	13 dBm \pm 1 dB	
Sortie à la fréquence du résonateur	Ecart type d'Allan	$2,8 \times 10^{-15}$	$1 \text{ s} < \tau < 1\,000 \text{ s}$
	Bruit de phase	-96 dBc/Hz	1 Hz offset
	Parasites		-60 dBc
Sorties à 10 GHz	Ecart type d'Allan	3×10^{-15}	$1 \text{ s} < \tau < 1\,000 \text{ s}$
	Bruit de phase	-96 dBc/Hz	1 Hz offset
		-106 dBc/Hz	10 Hz
		-116 dBc/Hz	100 Hz
		-126 dBc/Hz	1 000 Hz
		-136 dBc/Hz	10 000 Hz
	Isolation de la sortie		50 dB
	Parasites		-100 dBc
	Harmoniques		-60 dBc
Sorties à 100 MHz	Ecart type d'Allan	$3,3 \times 10^{-15}$	$\tau = 1 \text{ s}$
		3×10^{-15}	$10 \text{ s} < \tau < 1\,000 \text{ s}$
	Bruit de phase	1 Hz offset	-133 dBc/Hz
		10 Hz	-143 dBc/Hz
		100 Hz	-153 dBc/Hz
		1 000 Hz	-163 dBc/Hz
		10 000 Hz	-165 dBc/Hz
	Isolation de la sortie		80 dB
	Parasites	98-102 MHz	-120 dBc
		80-120 MHz	-100 dBc
		autrement	-90 dBc
	Harmoniques		-40 dBc
Sorties à 5 MHz	Ecart type d'Allan	$1,2 \times 10^{-14}$	$\tau = 1 \text{ s}$
		4×10^{-15}	$\tau = 10 \text{ s}$
		3×10^{-15}	$100 \text{ s} < \tau < 1\,000 \text{ s}$
	Bruit de phase	1 Hz offset	-140 dBc/Hz
		10 Hz	-150 dBc/Hz
		100 Hz	-160 dBc/Hz
		1 000 Hz	-163 dBc/Hz
		10 000 Hz	-163 dBc/Hz
	Isolation de la sortie		100 dB
	Parasites	4-6 MHz	-120 dBc
		autrement	-100 dBc
	Harmoniques		-60 dBc

Annexe B

Schématique électrique de la correction du détecteur de Pound

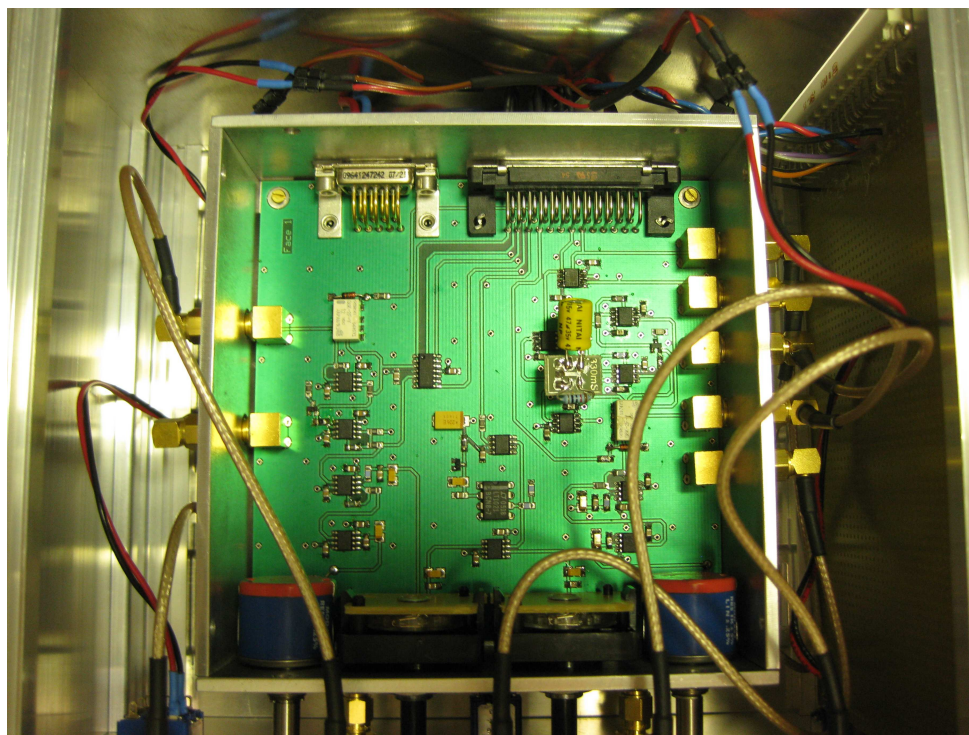
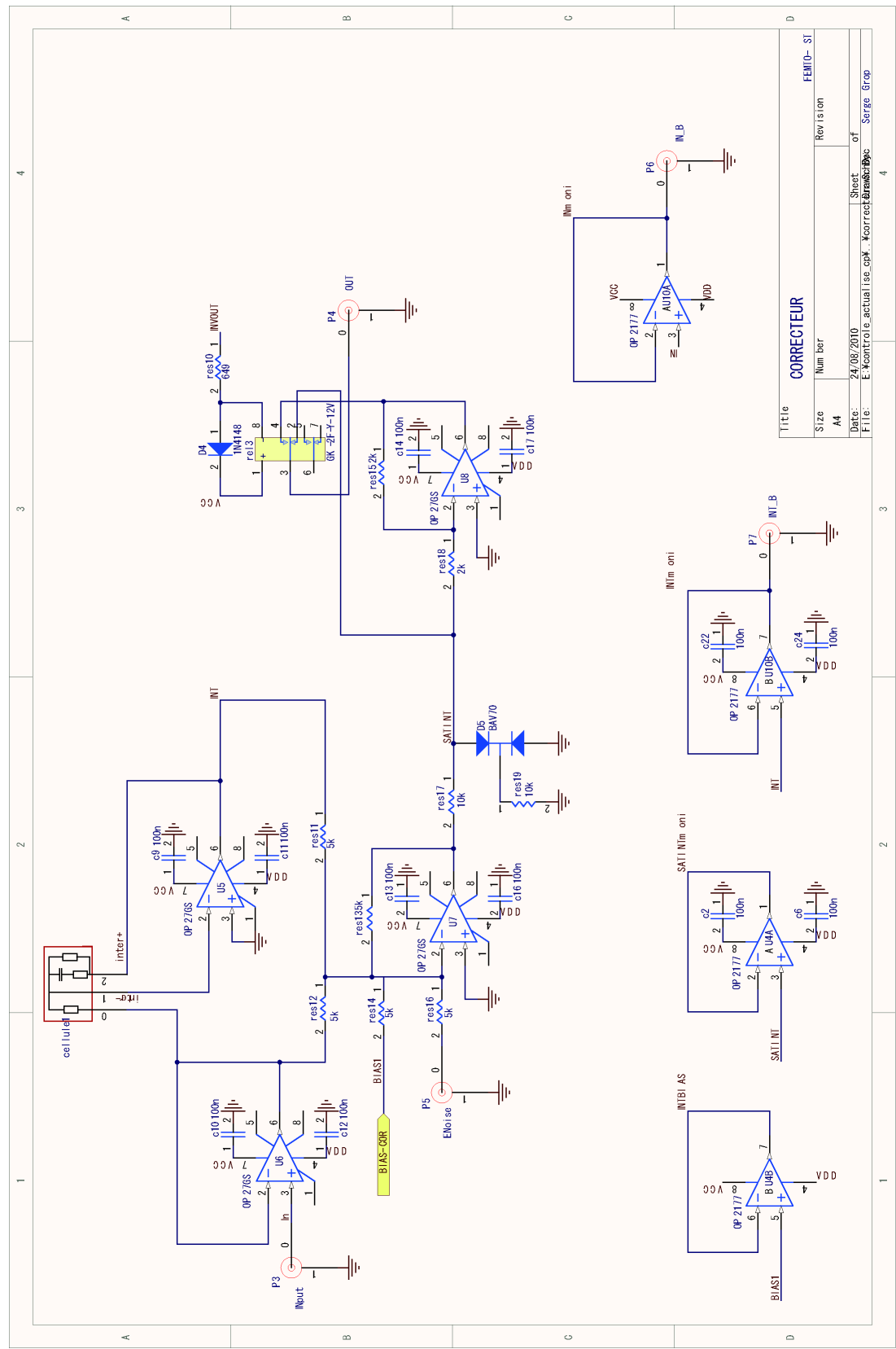
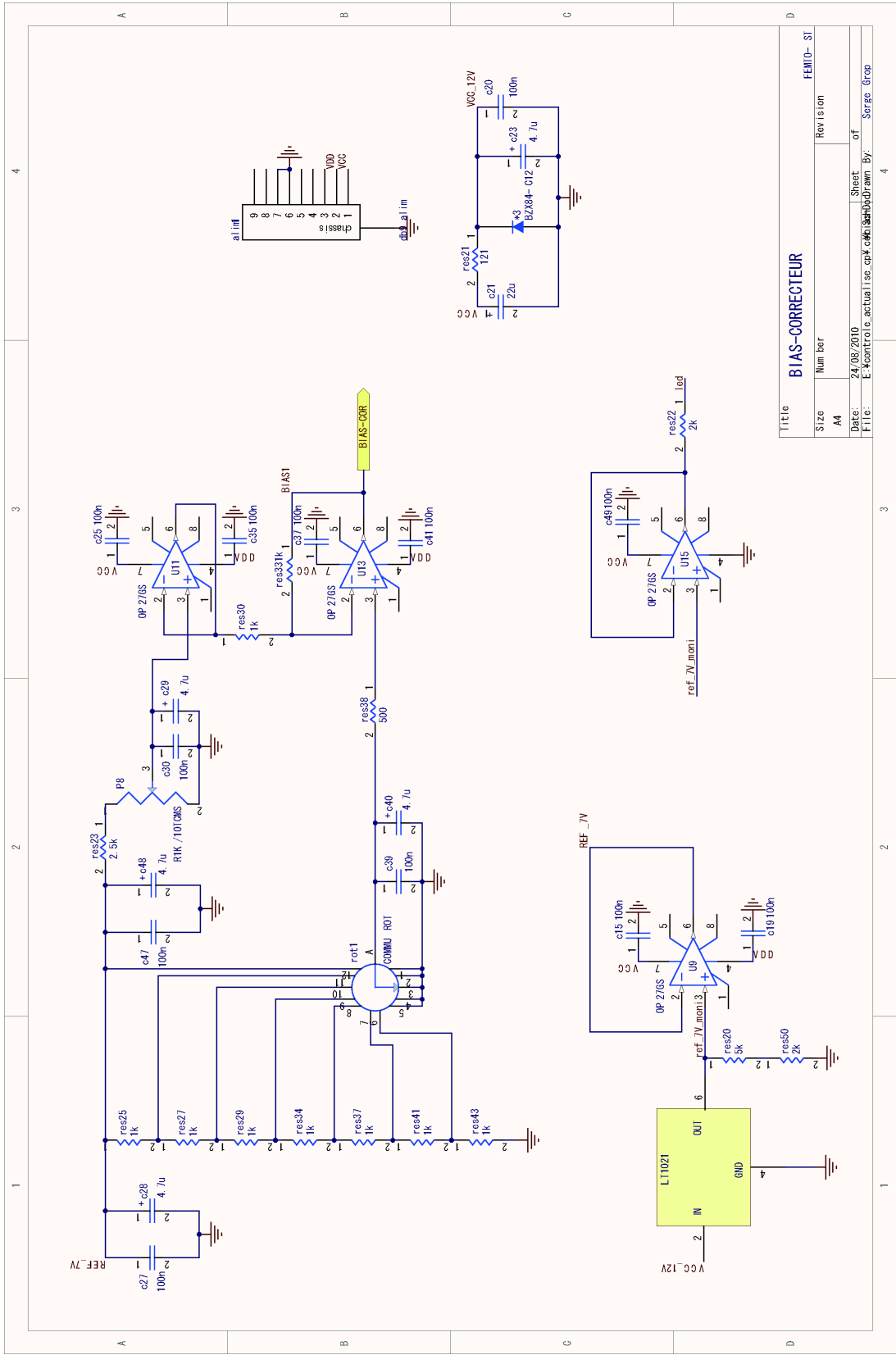


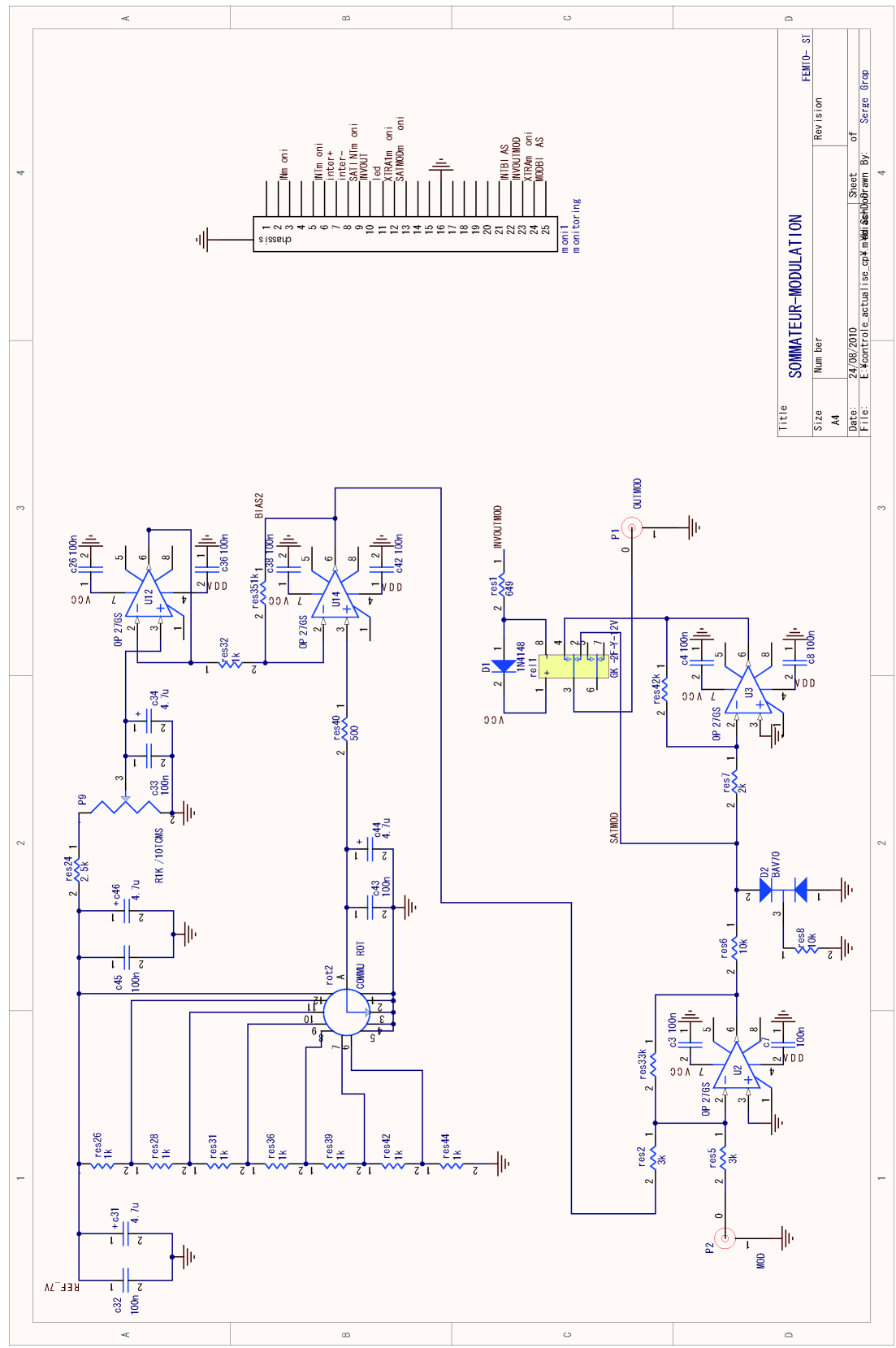
FIG. B.1 – Photographie de l'électronique basse fréquence du détecteur de Pound

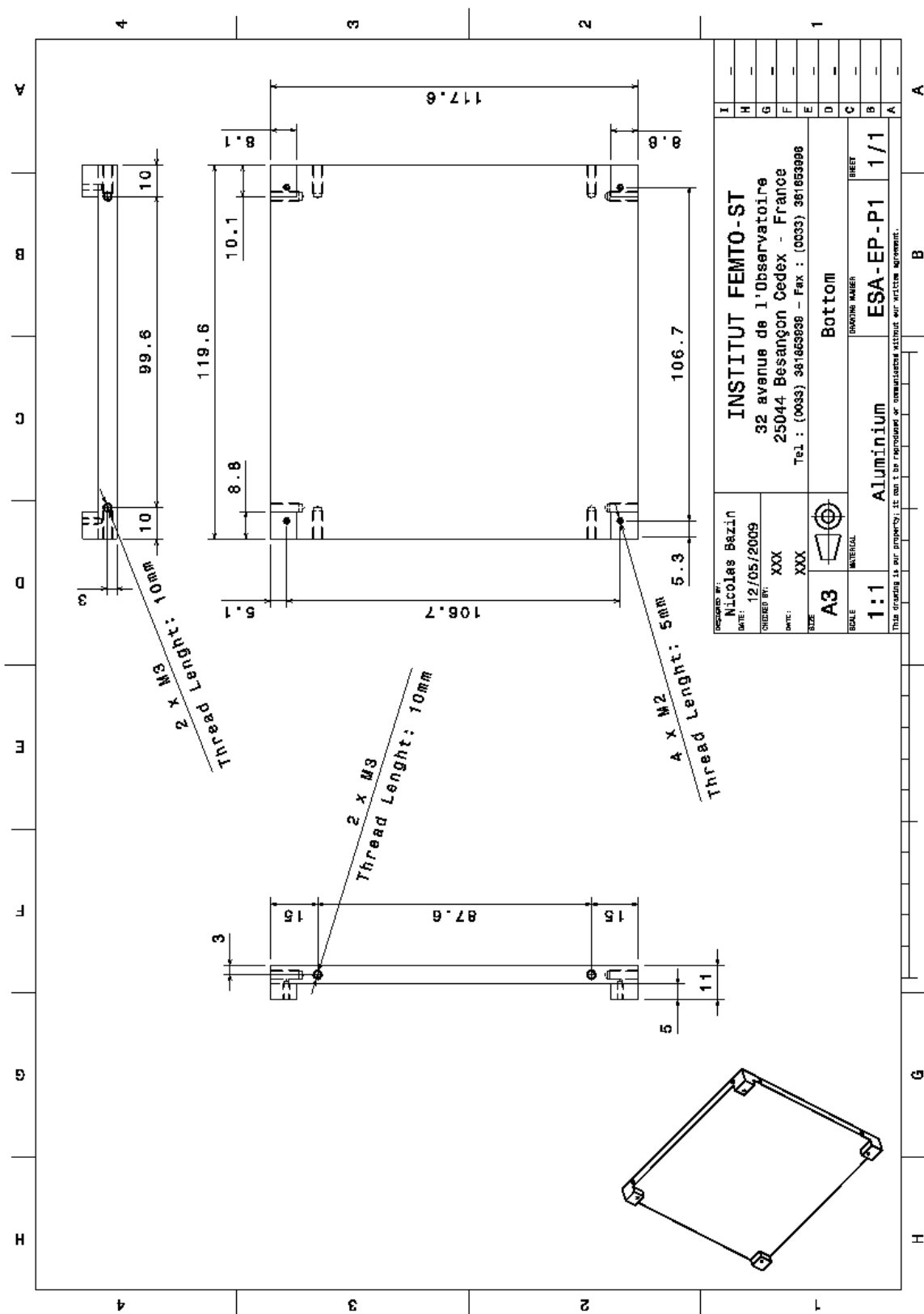
Annexe B. Schématique électrique de la correction du détecteur de Pound

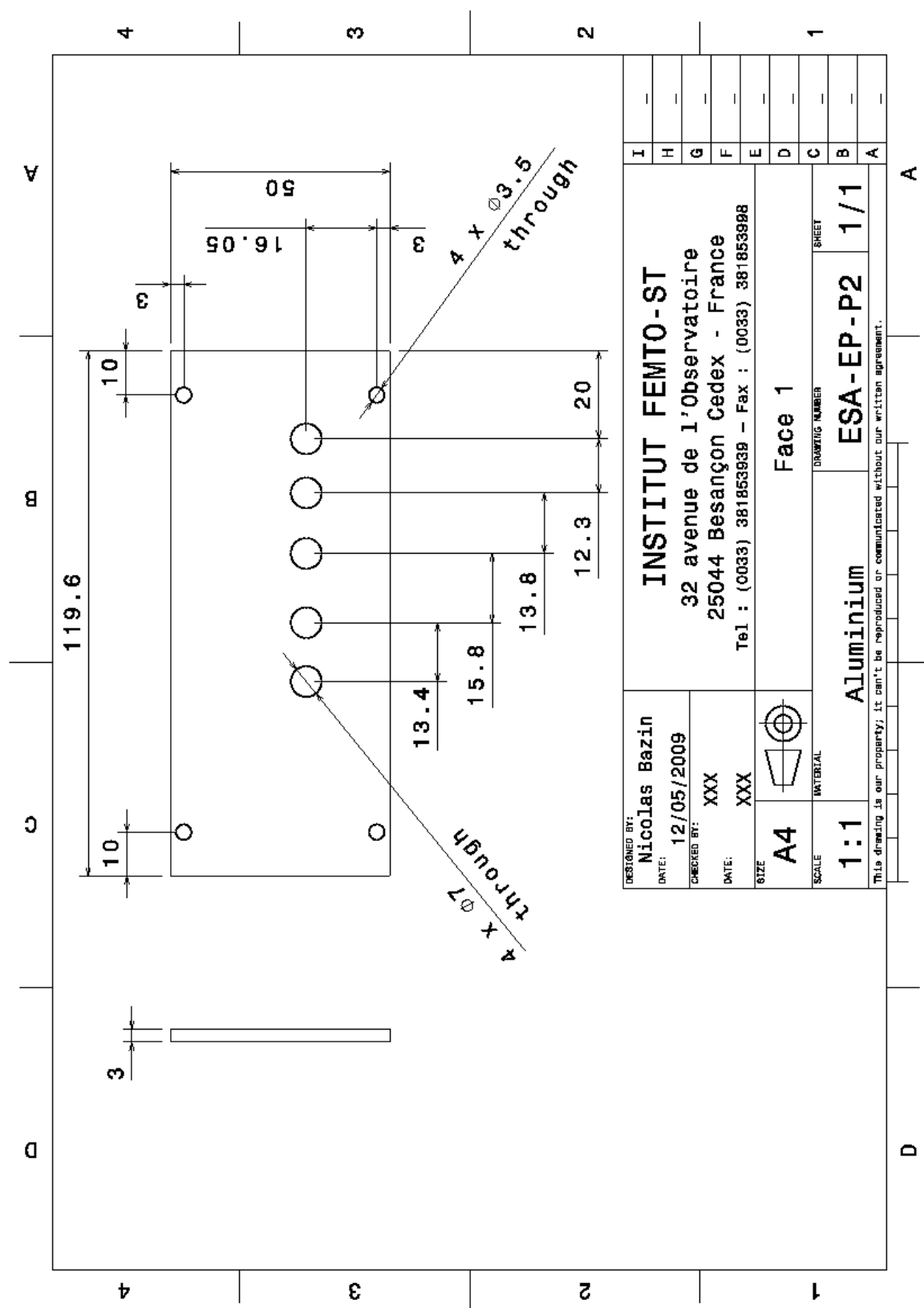


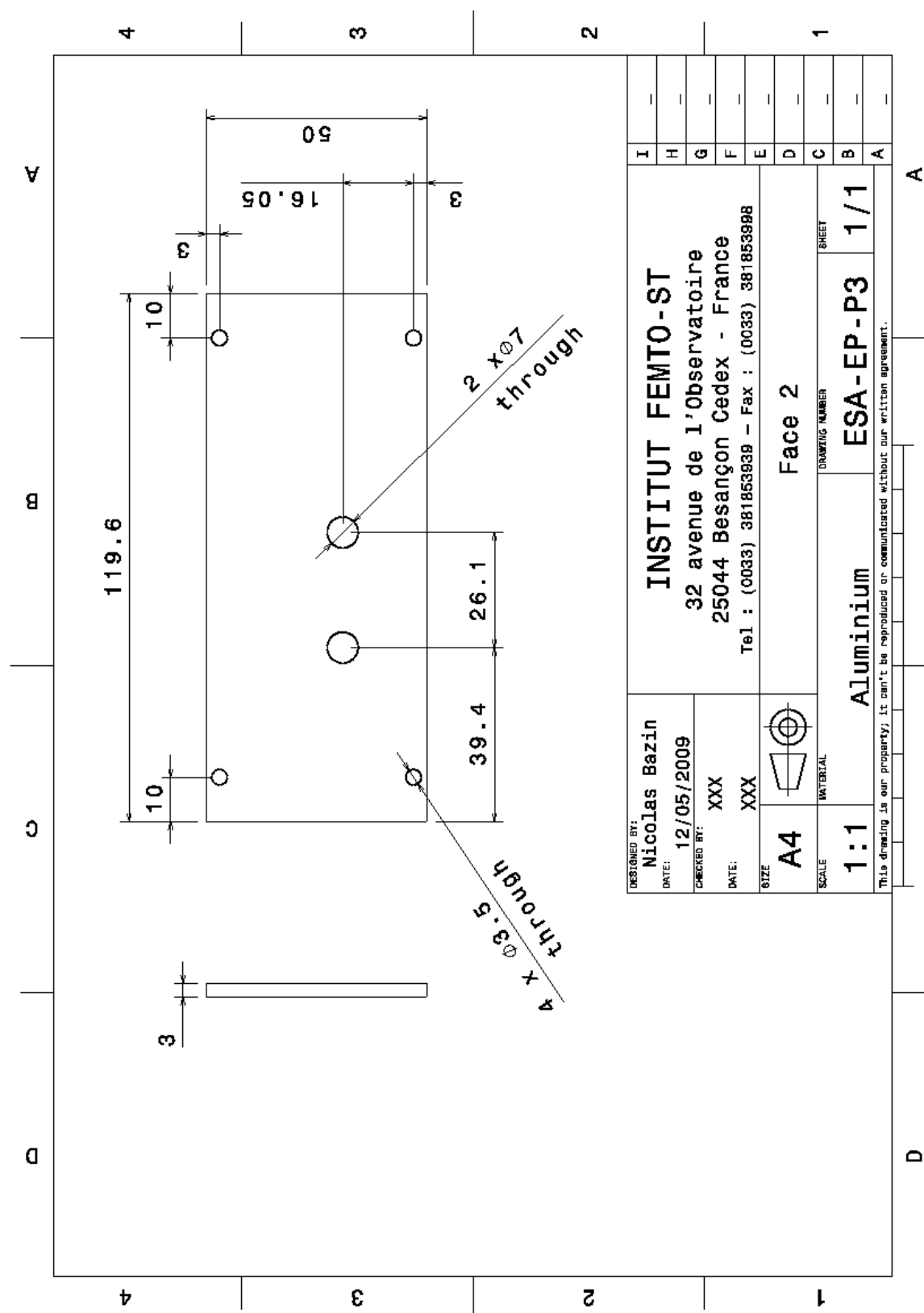


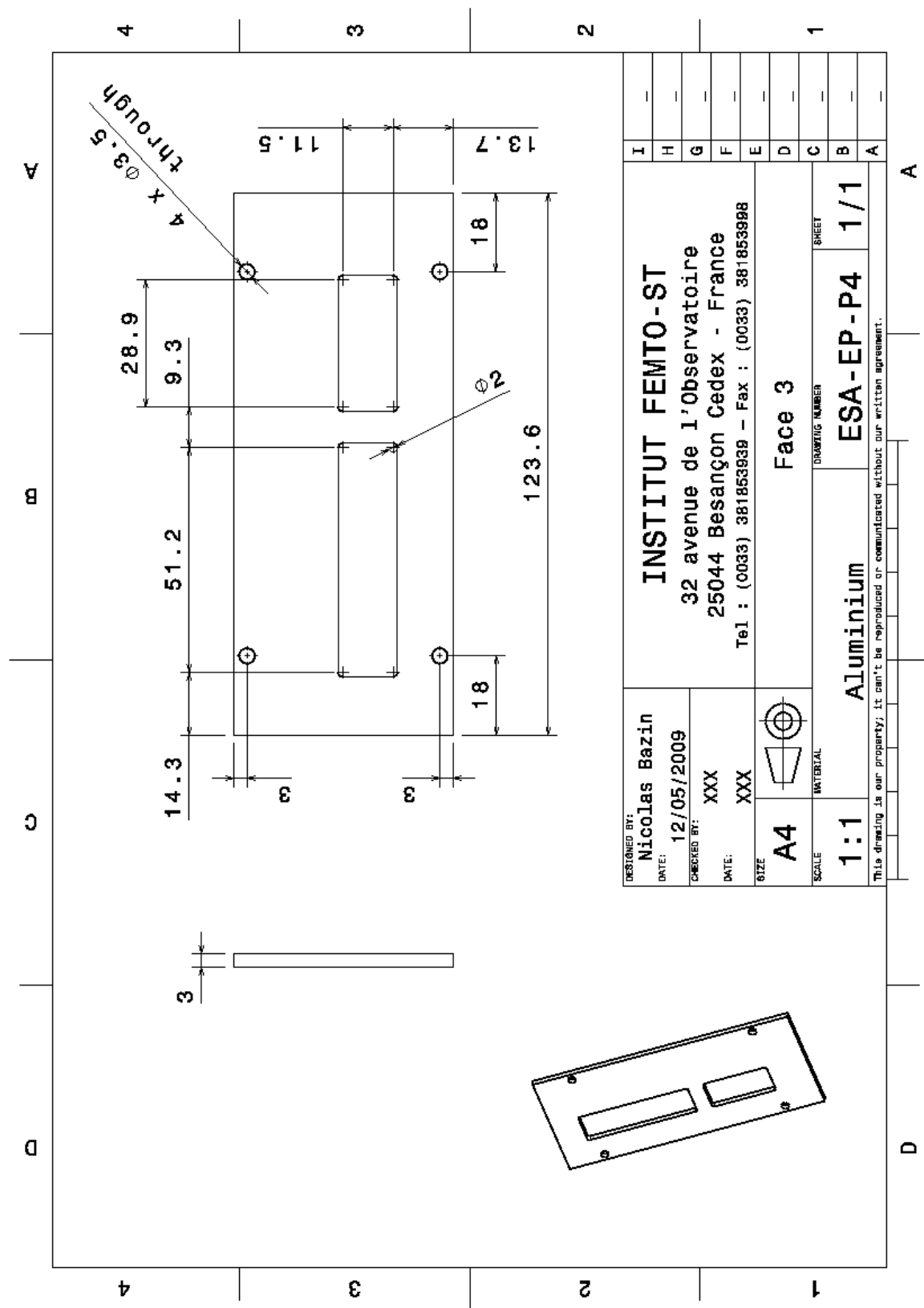
Annexe B. Schématique électrique de la correction du détecteur de Pound

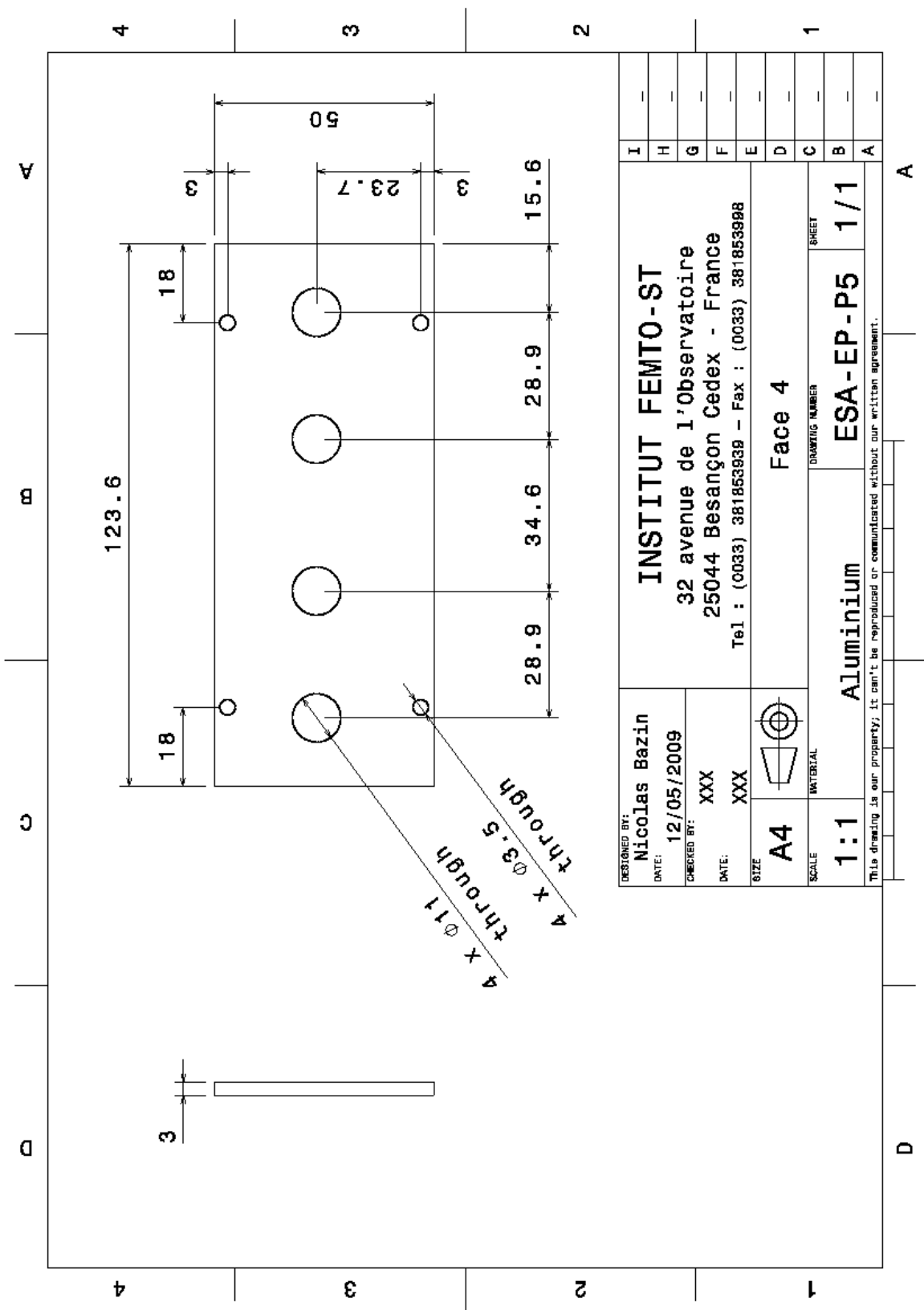


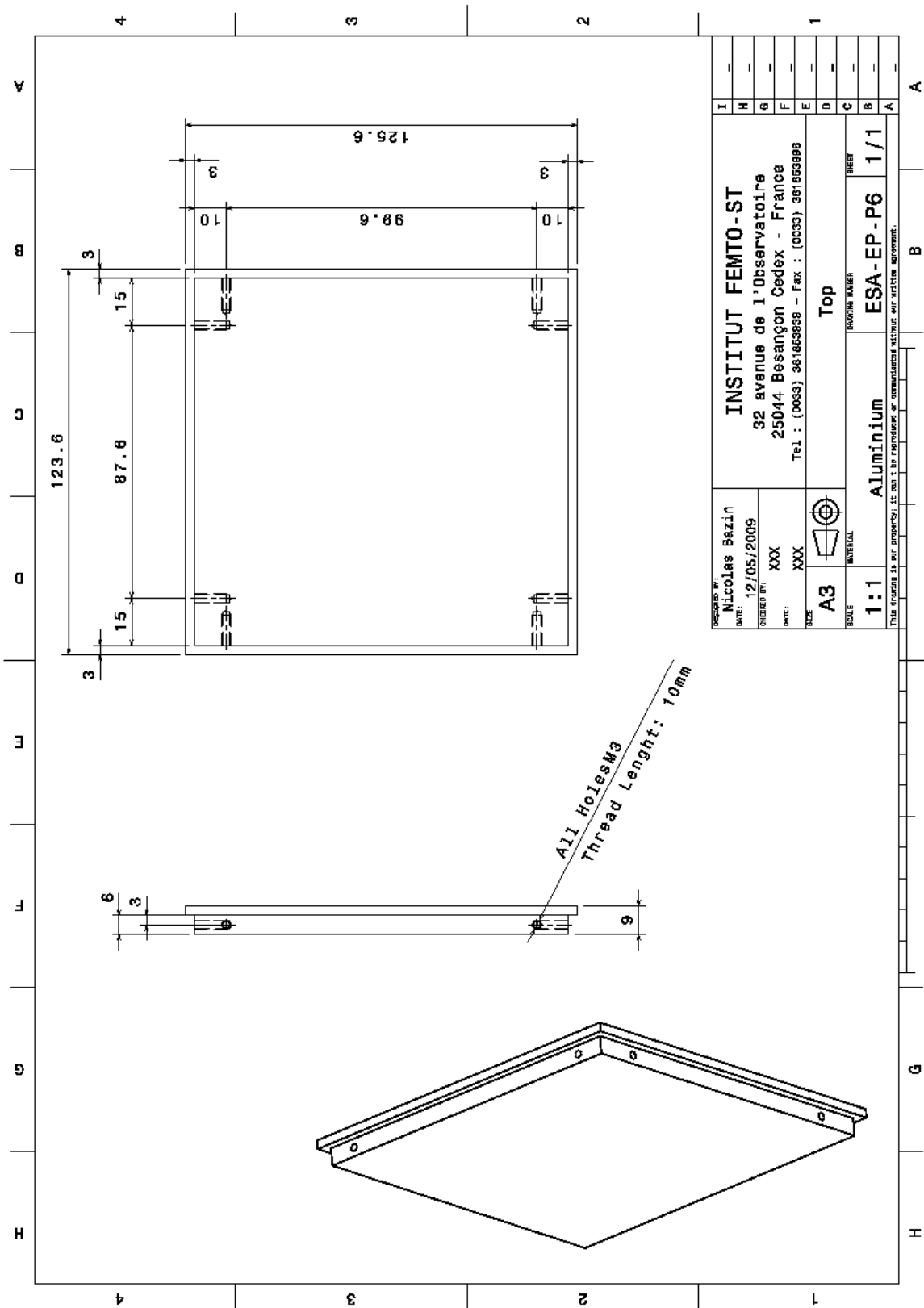












Annexe C

Schématique électrique du correcteur de Puissance

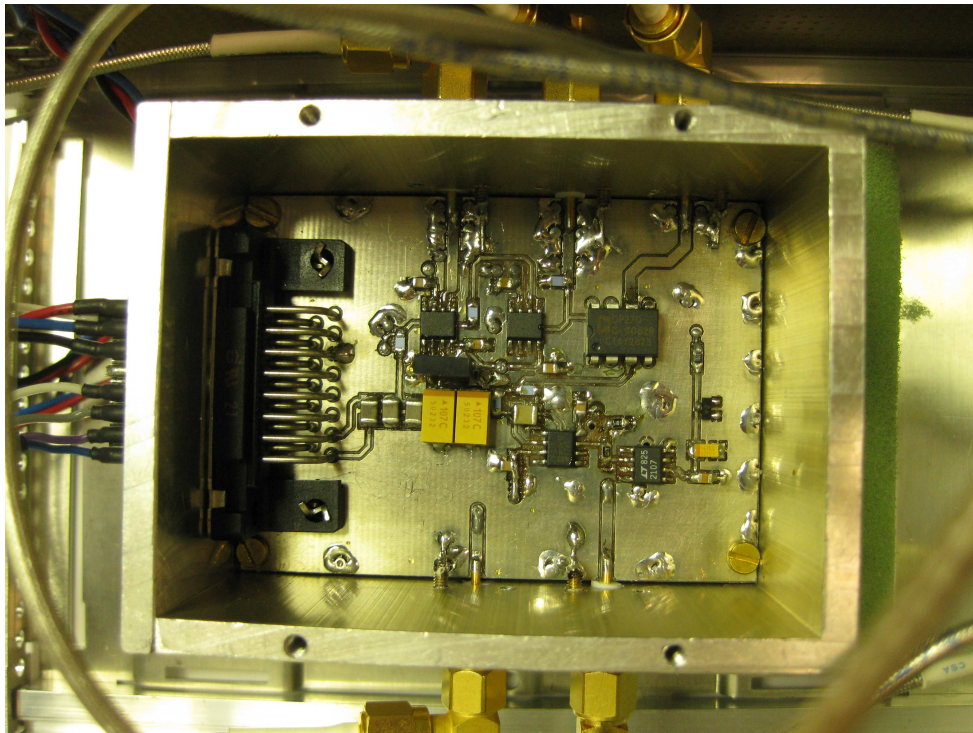


FIG. C.1 – Photographie de l'électronique basse fréquence du correcteur de Puissance



Annexe D

Photographies de l'oscillateur Elisa

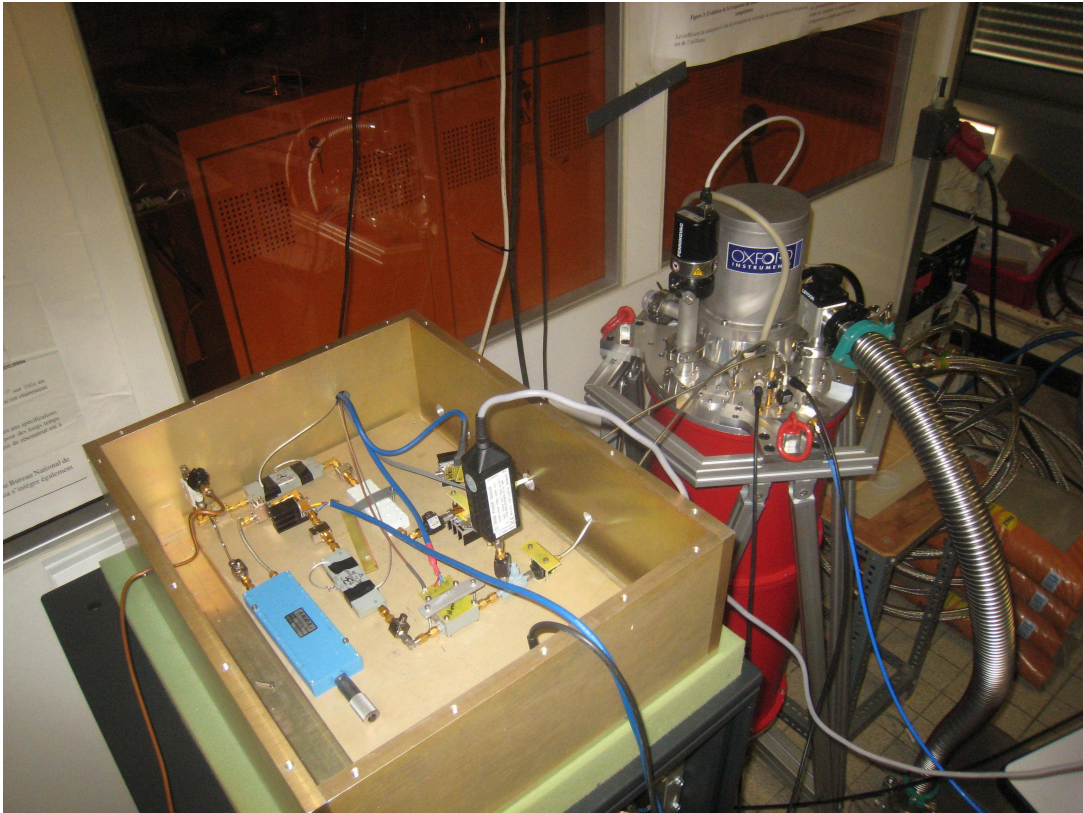


FIG. D.1 – Photographie de la boucle d'entretien d'Elisa

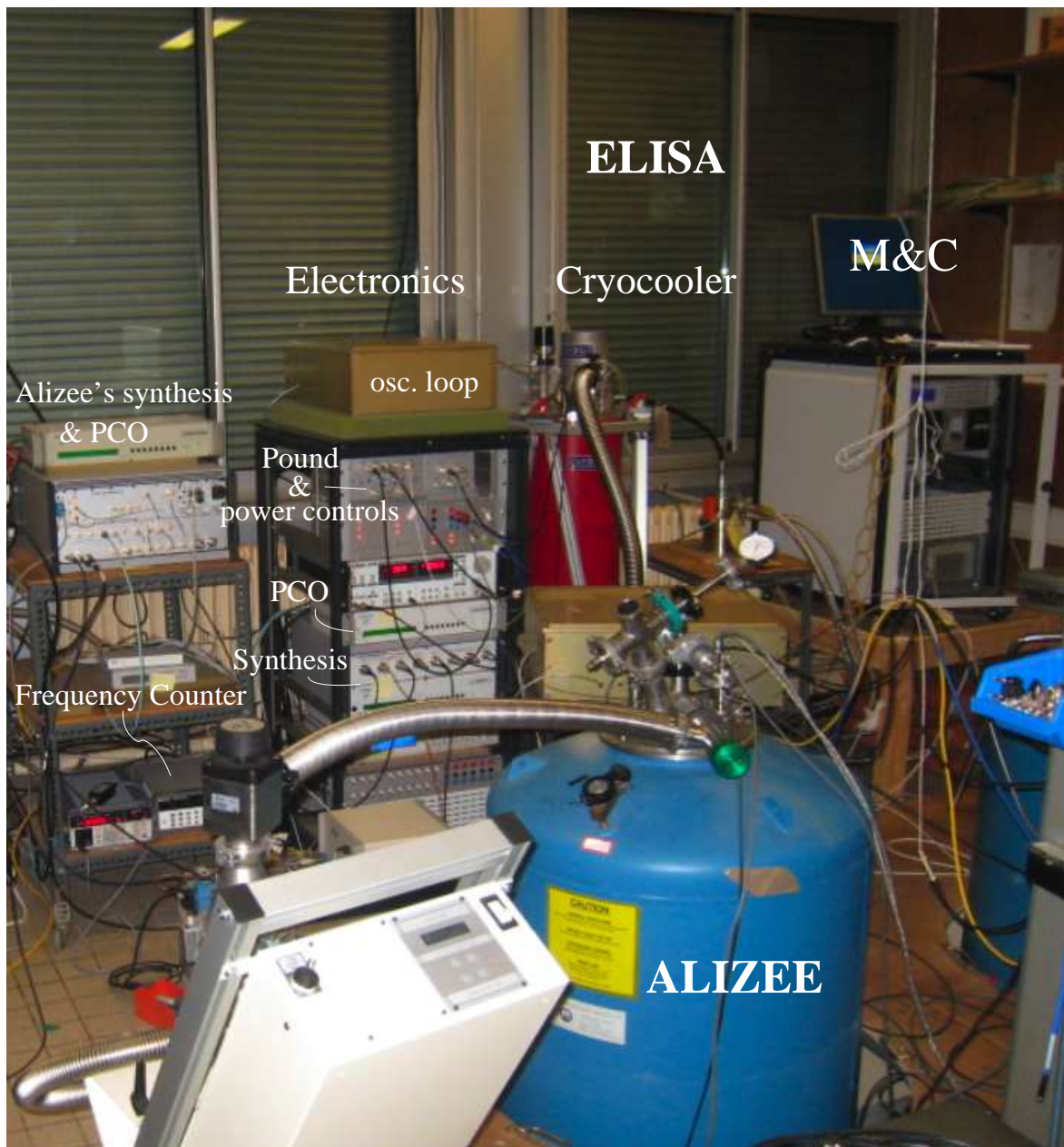


FIG. D.2 – Photographie des deux oscillateurs Alizée et Elisa

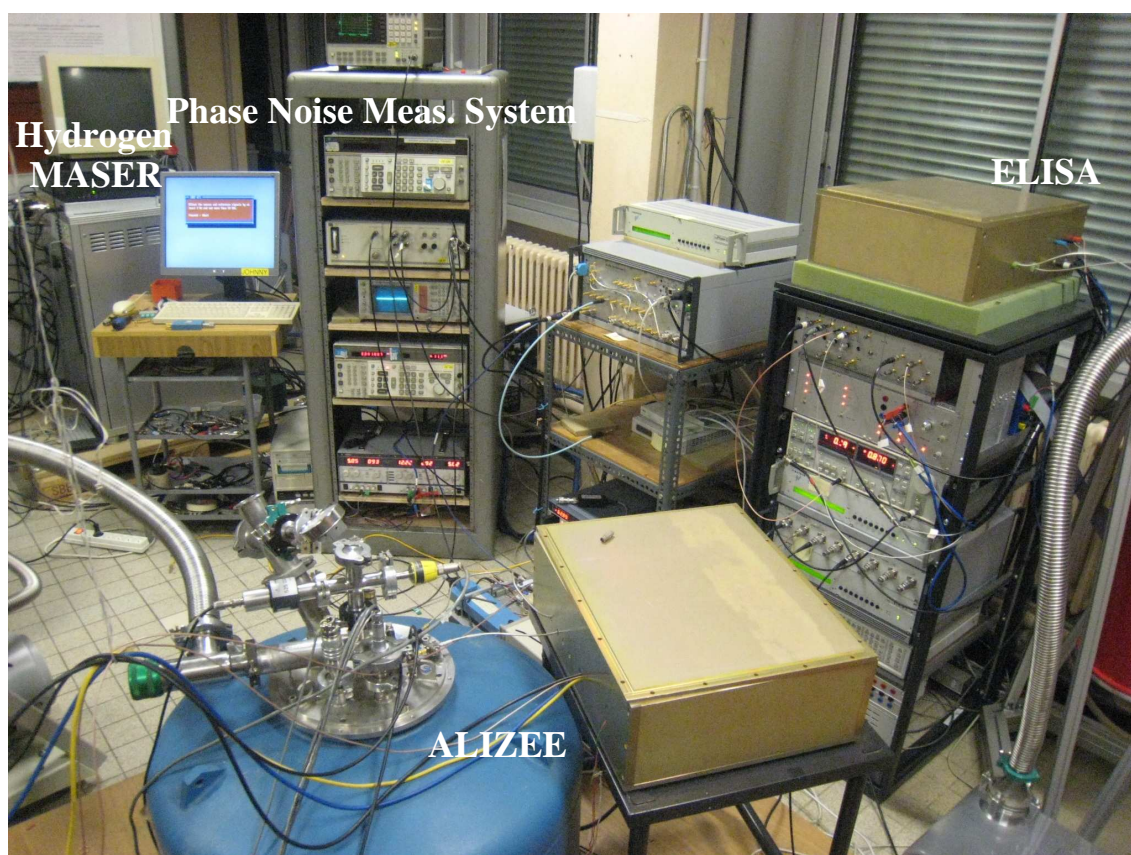


FIG. D.3 – Photographie du banc de mesure de bruit de phase des oscillateurs

Bibliographie

- [1] J. DEVELET : Fundamental accuracy limitations in a two-way coherent doppler measurement system. *IRE Trans. on Space Electronics and Telemetry*, SET-7:80–85, 1961.
- [2] C.L. THORNTON et J.S. BORDER : *Radiometric Tracking Techniques for Deep-Space Navigation*. John Wiley and Sons, 2003.
- [3] A. BOUFFIER et J. DEVINCENTE : Influence of frequency standard imperfections on the validity of two-way doppler measurements. *In Proceedings of the 3rd International Tracking, Telemetry and Command Systems for Space Applications*, ESOC Darmstadt, Germany, 7-9 Septembre 2004.
- [4] J. RUTMAN et F.L. WALLS : Characterization of frequency stability in precision frequency sources. *In Proceedings of IEEE*, volume 79, pages 952–960, juillet 1991.
- [5] J. RUTMAN : Characterization of frequency instabilities in precision frequency sources : Fifteen years of progress. *In Proceedings of IEEE*, volume 66, pages 1048–1075, septembre 1978.
- [6] D. B. LEESON : A simple model of feed back oscillator noise spectrum. *In Proceedings of IEEE*, volume 54, pages 329–330, 1966.
- [7] D. HALFORD, A. E. WAINWRIGHT et J. A. BARNES : Flicker noise of phase in rf amplifiers and frequency multipliers : Characterization, cause, and cure. *In Proceedings of 22nd Annual Symposium on Frequency Control*, pages 340–341, 22-24 avril 1968.
- [8] A.N. LUITEN : *Sapphire secondary frequency standards*. Thèse de doctorat, University of Western Australia, Australia, 1995.
- [9] E. N. IVANOV, M. E. TOBAR et R. A. WOODE : Microwave interferometry : Application to precision measurements and noise reduction techniques. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, 45(6):1526–1536, novembre 1998.
- [10] M.E. TOBAR, J.G. HARTNETT, E.N. IVANOV, D. CROS, P. BLONDY et P. GUILLON : Cryogenically cooled sapphire-rutile dielectric resonators for ultrahigh-frequency stable oscillators for terrestrial and space applications. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 49(7):1265–1269, juillet 2000.
- [11] S. CHANG, A. G. MANN, A. N. LUITEN et D. G. BLAIR : Measurements of radiation pressure effect in cryogenic sapphire dielectric resonators. *Physical Review Letters*, 79(11):2141–2144, 15 septembre 1997.
- [12] N. BOUBEKER : *Etude, réalisation et caractérisation d'oscillateurs à résonateur saphir compensé*. Thèse de doctorat, Université de Franche-Comté, Besançon, 2006.
- [13] M. OXBORROW, K. BENMESSAÏ, S. GROU, N. BAZIN, P.Y. BOURGEOIS, Y. KERSALÉ et V. GIOR-DANO : g-sensitivity of a cryogenic sapphire resonator. *In Proceedings of 22th European Frequency and Time Forum*, Toulouse, France, 22-25 avril 2008.
- [14] M.E. TOBAR et D.G. BLAIR : A generalized equivalent circuit applied to a tunable sapphire-loaded superconducting cavity. *IEEE Transactions of Microwave Theory and Techniques*, 39(9):1582–1594, septembre 1991.

- [15] M.E. TOBAR : Effects of spurious modes in resonant cavities. *Journal of Physics. D, Applied Physics*, 26:2022–2027, novembre 1993.
- [16] S.K. JONES, D.G. BLAIR et M.J. BUCKINGHAM : Effect of paramagnetic impurities on frequency of sapphire-loaded superconducting cavity resonators. *Electronics letters*, 24:346–347, 17 mars 1988.
- [17] M.E. TOBAR, J.G. HARTNETT, E.N. IVANOV, D. CROS et P. BILSKI : Cryogenic dual-mode resonator for a fly-wheel oscillator for a caesium frequency standard. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, 49(10):1349–1355, octobre 2002.
- [18] M.E. TOBAR, G.L. HAMILTON, E.N. IVANOV et J.G. HARTNETT : New method to build a high stability sapphire oscillator from the temperature compensation of the difference frequency between modes of orthogonal polarization. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, 50(3):214–219, mars 2003.
- [19] J.A. TORREALBA, M.E. TOBAR, E.N. IVANOV, C.R. LOCKE, J-M. Le FLOCH, D. CROS et J.G. HARTNETT : Room temperature dual-mode oscillator-first results. *Electronics Letters*, 42(2):99–100, 19 janvier 2006.
- [20] G.J. DICK, D.G. SANTIAGO et R.T. WANG : Temperature compensated sapphire resonator for ultra-stable oscillator capability at temperatures above 77 K. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, 42(5):812–819, septembre 1995.
- [21] D.G. SANTIAGO, R.T. WANG et G.J. DICK : Improved performance of a temperature compensated LN₂ cooled sapphire oscillator. *In Proceedings of the 1995 International Frequency Control Symposium*, pages 397–400, San Fransisco, (Ca), USA, 1995.
- [22] D.G. SANTIAGO, G.J. DICK et R.T. WANG : Frequency stability of 10^{-13} in a compensated sapphire oscillator operating above 77k. *In Proceedings of the 1996 International Frequency Control Symposium*, pages 772–775, Honolulu, Hawaii, USA, 5-7 juin 1996.
- [23] O. DI MONACO, W. DANIAU, I. LAJOIE, Y. GRUSON, M. CHAUBET et V. GIORDANO : Modal selection for a whispering gallery mode resonator. *Electronics Letters*, 32(7):669–670, 28 mars 1996.
- [24] R.T. WANG et G.J. DICK : Cryo-cooled sapphire oscillator with mechanical compensation. *In Proc. of the 2002 International Frequency Control Symposium*, pages 543–547, New Orleans, LA, USA, mai 2002.
- [25] R.T. WANG et G.J. DICK : High stability 40 Kelvin cryo-cooled sapphire oscillator. *In Proceedings of the 2003 International Frequency Control Symposium and the 17th European Frequency and Time Forum*, pages 371–375, Tampa, (Fl), USA, 4-8 mai 2003.
- [26] M.E. TOBAR, J. KRUPKA, J.G. HARTNETT, E.N. IVANOV et R. A. WOODE : High-Q sapphire-rutile frequency-temperature compensated microwave dielectric resonators. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Controls*, 45(3):830–836, 1998.
- [27] J. G. HARTNETT, M. E. TOBAR, E. N. IVANOV et D. CROS : High-Q frequency temperature compensated sapphire/rutile resonator. *Electronics letters*, 36(8):726–727, 13 avril 2000.
- [28] L. HAO, N. KLEIN, W.J. RADCLIFFE, J. C. GALLOP et I.S. GHOSH. : Temperature compensated cryogenic whispering gallery mode resonator for microwave frequency standard applications. *In Conference on Precision Electromagnetic Measurements Digest*, pages 63–65, Washington, DC, USA, 6-10 juillet 1998.
- [29] L. HAO, N. KLEIN, J. C. GALLOP et M. WINTER. : Compact temperature compensated cryogenic whispering gallery mode resonator operated at 63k in a closed cycle cooler,. *In Proceedings of the*

Joint Meeting of the 1999 IEEE International Frequency Control Symposium and the 13th European Frequency and Time Forum, pages 581–584, Besançon, France, 13-16 avril 1999.

- [30] Y. KERSALÉ, O. VALLET, S. VIVES, C. MEUNIER et V. GIORDANO. : Temperature compensated sapphire-rutile microwave whispering gallery mode resonator. *Electronics Letters*, 37(23):1392–1393, 8 novembre 2001.
- [31] Y. KERSALÉ, S. VIVES, C. MEUNIER et V. GIORDANO : Cryogenic monolithic sapphire-rutile temperature compensated resonator oscillator. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, 50(12):1662–1666, décembre 2003.
- [32] Y. KERSALÉ, N. BOUBEKEUR, P.Y. BOURGEOIS, N. BAZIN, S. VIVES, C. MEUNIER et V. GIORDANO. : Comparison of WGE and WGH modes for temperature compensated sapphire-rutile resonator. *In Proceedings of the 2003 IEEE International Frequency Control Symposium*, pages 360–364, 4-8 mai 2003.
- [33] Y. KERSALÉ, N. BOUBEKEUR, M. CHAUBET, N. BAZIN et V. GIORDANO : New temperature compensated sapphire rutile resonator oscillator. *In Proceedings of the 2006 IEEE International Frequency Control Symposium*, pages 695–698, 4-7 juin 2006.
- [34] Y. KERSALÉ, N. BOUBEKEUR, M. CHAUBET, L. GARÇON, N. BAZIN et V. GIORDANO : Sputtered TiO_2 -sapphire temperature compensated resonator oscillator. *Electronics Letters*, 42(18):1042–1043, 31 août 2006.
- [35] J. G. HARTNETT, M.E. TOBAR, A.G. MANN, J. KRUPKA et E.N. IVANOV : Temperature dependence of Ti^{3+} doped sapphire whispering gallery mode resonator. *Electronics Letters*, 34(2):195–196, janvier 1998.
- [36] J.G. HARTNETT, M.E. TOBAR, A.G. MANN, E.N. IVANOV, J. KRUPKA et R. GEYER : Frequency-temperature compensation in Ti^{3+} and Ti^{4+} doped sapphire whispering gallery mode resonators. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, 46(4):993–1000, juillet 1999.
- [37] N. BOUBEKEUR, J.G. HARTNETT, M.E. TOBAR, N. BAZIN, Y. KERSALÉ et V. GIORDANO : Frequency stability of Ti^{3+} doped whispering gallery mode sapphire resonator oscillator at 34K. *Electronics Letters*, 41(9):534–535, 28 avril 2005.
- [38] N. BOUBEKEUR, J.G. HARTNETT, M.E. TOBAR, N. BAZIN, Y. KERSALÉ et V. GIORDANO : Ti^{3+} -doped microwave temperature compensated sapphire resonator-oscillator at 34K. *In Proc. 19th European Frequency and Time Forum*, pages 130–133, Besançon, France, 22–24 mars 2005.
- [39] N. BOUBEKEUR, J.G. HARTNETT, M.E. TOBAR, N. BAZIN, Y. KERSALÉ et V. GIORDANO : Titanium doped cryogenic sapphire resonator oscillators. *In Proceedings of the joint IEEE International Frequency Control Symposium and Exposition*, pages 368–372, Vancouver, Canada, 29-31 août 2005.
- [40] A.J. GILES, A.G. MANN, S.K. JONES, D.G. BLAIR et M.J. BUCKINGHAM : A very high stability sapphire loaded superconducting cavity oscillator. *Physica B*, 165-166(1):145–146, 1990.
- [41] A. N. LUITEN, A. G. MANN, N.J. McDONALD et D. G. BLAIR : Latest results of the UWA cryogenic sapphire oscillator. *In Proceedings of the 49th Annual Frequency Control Symposium*, pages 433–437, San Francisco, (Ca), USA, 1995.
- [42] J.G. HARTNETT, C.R. LOCKE, E.N. IVANOV, M.E. TOBAR et P.L. STANWIX : Cryogenic sapphire oscillator with exceptionally high long term frequency stability. *Applied Physics Letters*, 89(20), novembre 2006.

- [43] K. WATABE, Y. KOGA, S. OHSHIMA, T. IKEGAMI et J.G. HARTNETT : Cryogenic whispering gallery sapphire oscillator using 4k pulse tube cryocooler. *In Proc. of the 2003 IEEE International Frequency Control Symposium.*, pages 388–390, May 5–8th 2003.
- [44] K. WATABE, J.G. HARTNETT, C. R. LOCKE, G. SANTARELLI, S. YANAGIMACHI, T. IKEGAMI et S. OHSHIMA : Progress in the development of cryogenic sapphire resonator oscillator at NMIJ/AIST. *In Proceedings of 20th European Frequency and Time Forum*, pages 92–95, Braunschweig, Germany, 27–30 mars 2006.
- [45] G. MARRA, D. HENDERSON et M. OXBORROW : Frequency stability and phase noise of a pair X-band cryogenic sapphire oscillators. *Measurement Science and Technology*, 18(5):1224–1228, 2007.
- [46] P.Y. BOURGEOIS, Y. KERSALÉ, N. BAZIN, M. CHAUBET et V. GIORDANO. : Cryogenic opened cavity sapphire resonator for ultra stable oscillator. *Electronics Letters*, 39(10):780–781, 15 mai 2003.
- [47] P. Y. BOURGEOIS, Y. KERSALÉ, N. BAZIN, M. CHAUBET et V. GIORDANO. : A cryogenic open-cavity sapphire reference oscillator with low spurious mode density. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, 51(10):1232–1239, octobre 2004.
- [48] P. Y. BOURGEOIS, F. LADRET-VIEUDRIN, Y. KERSALÉ, N. BAZIN, M. CHAUBET et V. GIORDANO : Ultra low drift microwave cryogenic oscillator. *Electronics Letters*, 40(10):605–606, 13 mai 2004.
- [49] P. BOOLCHAND, G.H. LEMON, W.J. BRESSER, R.N. ENZWELLER et R. HARRIS : A general purpose cold finger using a vibration-free mounted he closed-cycle cryostat. *Review of Scientific Instruments*, 66(4):3015–3057, avril 1995.
- [50] G.J. DICK, R.T. WANG et W.A. DIENER : Progress on the 10 K cryo-cooled sapphire oscillator. *In Proceedings of the 2004 IEEE International Frequency Control Symposium*, pages 752–756, 23–27 août 2004.
- [51] P.Y. BOURGEOIS : *Référence secondaire de fréquence à résonateur saphir cryogénique*. Thèse de doctorat, Université de Franche-Comté, Besançon, 2004.
- [52] P.Y. BOURGEOIS, N. BAZIN, Y. KERSALÉ, V. GIORDANO, M.E. TOBAR et M. OXBORROW : Maser oscillation in a whispering-gallery-mode microwave resonator. *Applied Physics Letters*, 87(22), novembre 2005.
- [53] P.Y. BOURGEOIS, M. OXBORROW, M.E. TOBAR, N. BAZIN, Y. KERSALÉ et V. GIORDANO : Maser oscillation from electronic spin resonance in a cryogenic sapphire frequency standard. *International Journal of Modern Physics B*, 20(11–13):1606–1612, 2006.
- [54] K. BENMESSAÏ, P.Y. BOURGEOIS, Y. KERSALÉ, N. BAZIN, M.E. TOBAR, J.G. HARTNETT, M. OXBORROW et V. GIORDANO : Frequency instability measurement system of cryogenic maser oscillator. *Electronics Letters*, 43:1436–1437, 6 déc. 2007.
- [55] V.B. BRAGSKY, V.I. PANOV et S.I. VASILIEV : The properties of superconducting resonators on sapphire. *IEEE Transactions on magnetics*, 17(1):955–957, Janvier 1981.
- [56] V.B. BRANGINSKY, V.S. ILCHENKO et K.S. BAGDASSAROV : Experimental observation of fundamental microwave absorption in high quality dielectric crystal. *Physics Letters A*, 120(6):300–305, mars 1987.
- [57] J. KRUPKA, K. DERZAKOWSKI, M.E. TOBAR, J. HARTNETT et R.G. GEYER : Complex permittivity of some ultralow loss dielectric crystals at cryogenic temperatures. *Measurements Science and Technology*, 10:387–392, 1999.

-
- [58] M. DRISCOLL et R.W. WEINERT : Spectral performance of sapphire dielectric resonator-controlled oscillators operating in the 80 K to 275 K temperature range. *Proceedings of the 1995 International Frequency Control Symposium*, pages 401–412, 1995.
 - [59] H.J. SCHEEL : Historical aspects of crystal growth technology. *J. Of Crystal Growth*, 211(1-4):1–12, 2000.
 - [60] D.T.J. HURLE : The evolution and modeling of the czochralsky growth technique. *Journal Of Crystal Growth*, 85(1), 1987.
 - [61] F. SCHMID et D.J. VIECHNIKI : A new approach to high temperature crystal growth from the melt. *Solid State Technology*, 9, 1973.
 - [62] J.W.S. LORD-RAYLEIGH : The problem of whispering gallery. *Phil. mag.*, 20(120):1001–1004, décembre 1910.
 - [63] J.W.S. LORD-RAYLEIGH : Further applications of besse’s functions of high order to the whispering galleyr and allied problems. *Phil. mag.*, 27:100–109, 1914.
 - [64] X.H. JIAO, P. GUILLON et L.A. BERMUDEZ : Resonant frequencies of whispering-gallery dielectric resonators modes. *Proceedings of IEEE Microwaves, Antennas and Propagation*, 134(6):497–501, décembre 1987.
 - [65] O. DI MONACO : *Résonateurs saphir micro-onde cryogéniques à très grand coefficient desurten-sion pour applications métrologiques*. Thèse de doctorat, Université de Franche Comté, Besançon, France, 23 juin 1997.
 - [66] V. GIORDANO, P.Y. BOURGEOIS, N. BAZIN et Y. KERSALÉ : Simple model for the mode-spilling effect in Whispering Gallery Mode Resonator. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Tech-niques*, 53(10):3185–3190, octobre 2005.
 - [67] O. DI MONACO, Y. KERSALÉ et V. GIORDANO : Resonance degeneration and spurious mode suppression in a cryogenic whispering gallery mode sapphire resonator. *Microwave and Guided Wave Letters*, 10(9):368–370, septembre 2000.
 - [68] M.E. TOBAR, A.J. GILES, S. EDWARDS et J.H. SEARLS : High-Q Thermo-Electric stabilized sapphire microwave resonators for low noise applications. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Fer-roelectrics and Frequency Control*, 41(3):391–396, mai 1994.
 - [69] R. BOUDOT : *Oscillateurs micro-ondes à haute pureté spectrale*. Thèse de doctorat, Université de Franche-Comté, Besançon, 2006.
 - [70] C. A. BURRUS : Backward diodes for low-level millimeter-wave detetction. *IEEE Transactions on Microwave Theory Techniques*, 11(5):357–362, septembre 1963.
 - [71] W.F. GABRIEL : Tunnel-diode low-level detection. *IEEE Transactions on Microwave Theory Techniques*, 15(10):538–553, octobre 1967.
 - [72] E. RUBIOLA et V. GIORDANO : Advanced interferometric phase and amplitude noise measure-ments. *Review of Scientific Instruments*, 73(6):2445–2457, juin 2002.
 - [73] E. RUBIOLA : The measurement of AM noise of oscillators. *arXiv :physics*, page 0512082, 5 décembre 2005.
 - [74] H. ROTHE et W. DAHLKE : Theory of noisy fourpoles. *Proceedings of IRE*, 44(7):811–818.
 - [75] S. GROF et E. RUBIOLA : Flicker noise of microwave power detectors. *In IEEE International Proceedings of 22th European Frequency and Time Forum*, pages 40–43, Besançon, France, 22-24 avril 2009.

- [76] O. VALLET : *Étude de résonateurs compensés thermiquement et de dispositifs de stabilisation pour oscillateurs micro-onde*. Thèse de doctorat, Université de Franche-Comté, Besançon, 2003.
- [77] E. RUBIOLA, Y. GRUSON et V. GIORDANO : On the flicker noise of ferrite circulators for ultra-stable oscillators. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, 51(8): 957–963, août 2004.
- [78] M. BAHOURA et A. CLAIRON : Ultimate linewidth reduction of a semiconductor laser frequency-stabilized to a Fabry-Pérot interferometer. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, 50(11):1414–1421, novembre 2003.
- [79] J. G. HARTNETT, E. N. IVANOV, et M. E. TOBAR : Microwave secondary frequency standards : Stability limits due to intrinsic fluctuations in frequency discriminator. *IEEE Microwave and Guided Wave Letters*, 10(8):328–330, août 2000.
- [80] R. BOUDOT, N. BAZIN, S. GROU, Y. KERSALE et V. GIORDANO : Simple architecture low phase noise microwave cryogenic sapphire oscillators. *Electronics Letters*, 43(3):168–169, 1 février 2007.
- [81] K. WATABE, K. YASUKI, S. OHSHIMA, T. IKEGAMI et J. G. HARTNETT : Cryogenic whispering gallery sapphire oscillator using 4 K pulse-tube cryocooler. *Proceedings of IEEE International Frequency Control Symposium*, pages 388–390, 4-8 mai 2003.
- [82] J.-P. THERMEAU : Propriétés des matériaux à basse température. *5ème rencontre nationale des mécaniciens du CNRS*, 7 juin 2004.
- [83] T. TOMARU, T. SUZUKI, T. HARUYAMA, T. SHINTOMI, A. YAMAMOTO, T. KOYAMA et R. LI : Vibration analysis of cryocoolers. *Cryogenics*, 44(5), 2004.
- [84] S. CAPARELLI, E. MAJORANA, V. MOSCATELLI, E. PASCUCI, M. PERCIBALLI, P. PUPPO, P. RAPAGNANI et F. RICCI : Vibration-free cryostat for low-noise applications of a pulse tube cryocooler. *Review of Scientific Instruments*, 77(9), septembre 2006.
- [85] R. LI, Y. IKUSHIMA, T. KOYAMA, T. TOMARU, T. SUZUKI, T. HARUYAMA, T. SHINTOMI et A. YAMAMOTO : Vibration-free pulse tube cryocooler system for gravitational wave detectors ii - cooling performance and vibration. Rapport technique, Cryogenics Division, Sumitomo Heavy Industries, Ltd. 2-1-1 Yato, Nishitokyo, Tokyo, 188-8585, Japan, and High Energy Accelerator Research Organization (KEK) 1-1 Oho, Tsukuba, Ibaraki, 305-0801, Japan, 2005. http://lcgt.kek.jp/ICC13_Li_san.pdf.
- [86] G. J. DICK, R. T. WANG, R. L. TJOELKER et R. BASU : Design and progress report for compact cryocooled sapphire oscillator VCSO. In *Proceeding of 36th Annual Precise Time and Time Interval (PTTI) Systems and Applications Meeting*, pages 363–366, 7-9 décembre 2004.
- [87] P. STOCKWELL, C. MCNEILAGE, M. MOSSAMMAZAPARAST, D.M. GREEN et J. H. SEARLS : 3-axis vibration performance of a compact sapphire microwave oscillator. In *Proceedings of the 2001 International Frequency Control Symposium*, pages 695–698, Seattle, WA, USA, 2001.
- [88] G. J. DICK : conversation with mark oxborrow on the latter's visit to jpl, january 2007. 2007.
- [89] G. J. DICK et R. T. WANG : Tmo progress report 42-143 : Cryocooled sapphire oscillator operating above 35 k. Rapport technique, 2000. http://tmo.jpl.nasa.gov/progress_report/42-143/143H.pdf.
- [90] W. DAI, E. GMELIN et R. KREMER : Magnetothermal properties of sintered $\text{gd}_3\text{ga}_5\text{o}_{12}$. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 21:628–635, 1988.
- [91] Y. HAKURAKU : Thermal conductivity of gadolinium gallium garnet, $\text{gd}_3\text{ga}_5\text{o}_{12}$, between 1.4 k et 20 k. *Journal of Applied Physics*, 22(9):1465, 1983.

-
- [92] S. GROP, P.-Y. BOURGEOIS, N. BAZIN, Y. KERSALÉ, E. RUBIOLA, C. LANGHAM, M. OXBORROW, D. CLAPTON, S. WALKER, J. De VINCENTE et Vincent GIORDANO : ELISA : A cryocooled 10 GHz oscillator with 10^{-15} frequency stability. *Review of Scientific Instruments*, 81(2):025102(7 pages), février 2010.
- [93] K. WATABE, H. INABA, K. OKUMURA, F.-L. HONG, J. HARTNETT, C. LOCKE, G. SANTARELLI, S. YANAGIMACHI, K. MINOSHIMA, T. IKEGAMI, A. ONAE, S. OHSHIMA et H. MATSUMOTO : Optical frequency synthesis from a cryogenic sapphire oscillator using a fiber-based frequency comb. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, 56(2):632–636, avril 2007.
- [94] S. GROP, P.-Y. BOURGEOIS, R. BOUDOT, Y. KERSALÉ, E. RUBIOLA et V. GIORDANO : 10 GHz cryocooled sapphire oscillator with extremely low phase noise. *Electronics Letters*, 46(6):420–422, 18 mars 2010.
- [95] J.E. GRAY et D.W. ALLAN : A method for estimating the frequency stability of an individual oscillator. In *Proceedings of the 28th Annual Symposium on Frequency Control*, pages 243–246, 1974.
- [96] C.R. EKSTROM et P.A. KOPPANG : Degrees of freedom and three corner hats. In *Proceedings of 33rd Annual Precise Time and Time Interval (PTTI) Systems and Applications Meeting*, pages 425–430, Long Beach, CA, US, 27-29 novembre 2001.
- [97] W.J. RILEY : Application of the 3-Cornered Hat method to the analysis of frequency stability, <http://www.wiley.com/3-CornHat.html> .
- [98] C. PLANTARD, P.M. MBAYE et F. VERNOTTE : High performance of DMTD system used in a composite clock including a Cs clock, an H-maser and a VCO. *Metrologia*, 45:S82–S86, 2008.

Résumé : Elisa est un oscillateur saphir cryogénique (CSO) dont la vocation est d'équiper la nouvelle station sol de l'ESA. Les performances requises sont une stabilité de fréquence $\sigma_y(\tau) \leq 3 \times 10^{-15}$ pour $\tau \in [1 - 1000 \text{ s}]$ et un bruit de phase $S_\phi(1 \text{ Hz}) = -93 \text{ dB} \cdot \text{rad}^2/\text{Hz}$ pour une autonomie de 2 ans. Cette référence de fréquence doit également posséder des sorties aux fréquences de 10 GHz, 100 MHz et 5 MHz pilotées par le CSO.

Elisa intègre dans une boucle d'entretien un résonateur saphir (Al_2O_3) excité sur des modes de galeries (WG) et refroidi à 4,2 K dans un cryogénérateur. A cette température, le facteur de qualité à vide peut atteindre 1×10^9 . Le mode opérationnel $WGH_{15,0,0}$ a été choisi par rapport à notre savoir-faire et à la littérature. Sa fréquence de résonance a été fixée à 10GHz - D où D est un "intervalle de confiance" égal à 10 MHz. La fréquence de 10 GHz est suffisamment éloignée des fréquences de transition des ions paramagnétiques présents dans le cristal de saphir et l'écart de fréquence D permet de faire face aux tolérances d'usinage. D peut être compensé par l'intermédiaire d'un "Direct Digital Synthesizer" intégré dans le chaîne de synthèse pour atteindre 10 GHz. Les dimensions du cylindre de saphir ont été calculées par la méthode des éléments finis. Après avoir validé les caractéristiques du résonateur, différentes méthodes de couplage ont été expérimentées dans le but d'atteindre une sélection modale performante.

Tous les éléments nécessaires à la construction d'Elisa sont analysés en détails. Une méthode originale de mesure de bruit d'amplitude de détecteurs quadratiques, l'étude d'électroniques faibles bruits, le principe d'une chaîne de synthèse sur base d'un DDS et la description de deux technologies cryogéniques sont présentées. Pour ces dernières, nous avons focalisé notre étude sur un modèle de cryogénérateur à faible vibration mécanique.

Les performances démontrées par Elisa satisfont le cahier des charges de l'ESA. Une stabilité de fréquence inférieure à 3×10^{-15} a été mesurée pour $\tau \in [1 - 1000 \text{ s}]$. Elle atteint $1,4 \times 10^{-15}$ à $\tau = 20 \text{ s}$. La mesure de bruit de phase montre $S_\phi(1 \text{ Hz}) = -98 \text{ dB} \cdot \text{rad}^2/\text{Hz}$. La chaîne de synthèse permet le transfert des performances du CSO aux fréquences de 10 GHz et 100 MHz. La stabilité journalière de $4,5 \times 10^{-15}$ place Elisa à l'état-de-l'art.

Mot-clés : Oscillateur, Résonateur Saphir, Modes de galerie, Cryogénérateur, Bruit de phase, Métrologie, Chaîne de synthèse, Electronique.

Abstract : Elisa is a cryocooled sapphire oscillator (CSO) intended for the new Deep Space Network ground station of the ESA. This oscillator is required to achieve a frequency stability $\sigma_y(\tau) \leq 3 \times 10^{-15}$ for $\tau \in [1 - 1000\text{s}]$ and a phase noise $S_\phi(1\text{Hz}) = -96\text{dBc}/\text{Hz}$ with scheduled maintenance of 2 years. This frequency standard must include a frequency synthesis with outputs at 10GHz, 100MHz and 5MHz showing identical CSO's stability.

Elisa consists of a sapphire resonator (monocrystal Al_2O_3 puck) excited on whispering gallery modes (WG) and cooled down at 4.2K in a cryocooler. At this temperature unloaded Q-factors are around 1×10^9 . From our knowledge and the literature, $WGH_{15,0,0}$ mode was chosen. Its resonant frequency was defined to simplify the frequency synthesis conception and to avoid frequency transitions of paramagnetic impurities. It was fixed at 10GHz - D where D is a confidence interval of 10MHz taking into account the manufacturing tolerances. It can be easily compensated with the use of a Direct Digital Synthesizer (DDS) included in the frequency synthesis in order to reach 10GHz. The dimensions of the resonator were calculated by finite elements method. Different coupling methods were tested to achieve an efficient modal selection.

Every component needed for constructing Elisa was analysed in detail. An original method of diode detector amplitude noise measurement, the design of low noise electronics, the principle of a frequency synthesis based on the use of a DDS and the description of two cryogenic technologies are shown. In the last case, we focused our study on the low mechanical vibration cryocooler.

The performances demonstrated by Elisa achieve the specifications of the ESA. A frequency stability better than 3×10^{-15} for $\tau \in [1 - 1000\text{s}]$ was measured. A minimum value of 1.4×10^{-15} at $\tau = 20\text{s}$ was achieved. The phase noise measurement shows $S_\phi(1\text{Hz}) = -101\text{dBc}/\text{Hz}$. Moreover, the frequency synthesis enables the transfer of the Elisa stability at 10GHz and 100MHz. The long term stability of $4.5 \times 10^{-15}/\text{day}$ classifies Elisa at the state-of-the-art in the cryogenic sapphire oscillator category.

Key words : Oscillator, Sapphire Resonator, Whispering Gallery Modes, Cryocooler, Phase Noise, Metrology, Synthesis, Electronic.